

BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM
KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ VN

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



PHAN TỔ QUYÊN

TÌM VỊ TRÍ GÓC BÁT PHÂN CỦA GÓC TRỘN
LEPTON θ_{23} VỚI THÍ NGHIỆM
HYPER-KAMIOKANDE VÀ ẢNH HƯỞNG CỦA NÓ
ĐẾN PHÉP ĐO VI PHẠM ĐỐI XỨNG CP

LUẬN VĂN THẠC SĨ VẬT LÝ

HÀ NỘI - 2021

BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM
KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ VN

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



PHAN TỐ QUYÊN

TÌM VỊ TRÍ GÓC BÁT PHÂN CỦA GÓC TRỘN
LEPTON θ_{23} VỚI THÍ NGHIỆM
HYPER-KAMIOKANDE VÀ ẢNH HƯỞNG CỦA NÓ
ĐẾN PHÉP ĐO VI PHẠM ĐỐI XỨNG CP

Chuyên ngành: Vật lý lý thuyết và Vật lý toán

Mã số: 8 44 01 03

LUẬN VĂN THẠC SĨ VẬT LÝ

Người hướng dẫn khoa học: 1. TS. Cao Văn Sơn
2. PGS.TS. Nguyễn Thị Hồng Vân

HÀ NỘI - 2021

LỜI CAM ĐOAN

Tôi xin cam đoan đề tài nghiên cứu trong luận văn này là công trình nghiên cứu do tôi thực hiện dưới sự hướng dẫn của TS. Cao Văn Sơn và PGS. TS Nguyễn Thị Hồng Vân. Các kết quả, số liệu do chính tôi làm việc và xử lý do đó các kết quả nghiên cứu đảm bảo trung thực và khách quan nhất. Đồng thời, các kết quả có trong luận văn “*Tìm vị trí góc bất phân của góc trộn lepton θ_{23} với thí nghiệm Hyper-Kamiokande và ảnh hưởng của nó đến phép đo vi phạm đối xứng CP*” là các kết quả mới và không trùng lặp với bất cứ một nghiên cứu nào được công bố trước đó. Các số liệu, kết quả nêu trong luận văn là trung thực nếu sai tôi hoàn toàn chịu trách nhiệm.

Hà Nội, ngày tháng năm 2021

Phan Tố Quyên

LỜI CẢM ƠN

Đầu tiên, tôi muốn gửi lời cảm ơn chân thành và sâu sắc nhất đến TS. Cao Văn Sơn và PGS.TS. Nguyễn Thị Hồng Vân là thầy giáo và cô giáo hướng dẫn tôi thực hiện đề tài luận văn này. Thầy và cô là người đã định hướng công việc, trau dồi cho tôi các kiến thức chuyên môn, kĩ năng nghiên cứu, tạo mọi điều kiện thuận lợi nhất để tôi hoàn thành luận văn với các kết quả tốt nhất.

Tôi xin cảm ơn đến Học viện Khoa học và Công nghệ đã tạo điều kiện và hỗ trợ các công việc hành chính để tôi có thể hoàn thành các thủ tục và bảo vệ đúng thời hạn. Tôi cũng gửi lời cảm ơn đến Trung tâm Vật lý lý thuyết, Viện Vật lý đã giúp đỡ, tạo điều kiện và môi trường làm việc thuận lợi nhất cho tôi trong suốt thời gian học tập và làm việc tại Hà Nội. Tôi xin gửi lời cảm ơn đến Viện nghiên cứu Khoa học và Giáo dục liên ngành (IFIRSE, ICISE, Việt Nam) và nhóm Vật lý neutrino đã giúp đỡ tôi trong suốt thời gian làm việc với nhóm. Bên cạnh đó, tôi cũng muốn gửi lời cảm ơn đến ThS. Trần Văn Ngọc, ThS. Ankur Nath đã tận tình chỉ dạy và chia sẻ cùng tôi những vấn đề khó khăn trong học tập và trong cuộc sống.

Cuối cùng tôi xin phép gửi lời cảm ơn đến gia đình và bạn bè đã luôn quan tâm, giúp đỡ và động viên tôi trong suốt quãng đường học tập vừa qua.

MỤC LỤC

Lời cam đoan	i
Lời cảm ơn	ii
Danh mục các từ viết tắt	v
Danh sách bảng	vi
Danh sách hình vẽ	xi
Mở đầu	1
Chương 1. TỔNG QUAN VỀ NEUTRINO	7
1.1. MÔ HÌNH CHUẨN VÀ NEUTRINO TRONG MÔ HÌNH CHUẨN	7
1.1.1. Giới thiệu về Mô hình chuẩn	7
1.1.2. Khối lượng neutrino trong Mô hình chuẩn	10
1.1.3. Các tương tác của neutrino trong Mô hình chuẩn	13
1.2. DAO ĐỘNG NEUTRINO VÀ PHÉP ĐO CÁC THAM SỐ DAO ĐỘNG	16
1.2.1. Hiện tượng dao động neutrino và phép đo các tham số dao động	16
1.2.2. Tính chất góc trộn θ_{23}	26
Chương 2. THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE	30
2.1. GIỚI THIỆU THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE	30
2.1.1. Đường chùm tia neutrino cho thí nghiệm Hyper-Kamiokande ...	31
2.1.2. Bộ dò của thí nghiệm Hyper-Kamiokande	32
2.1.3. Tiềm năng vật lý của thí nghiệm Hyper-Kamiokande	35

2.2. MÔ PHÒNG THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE VỚI GLOBES	36
2.2.1. Phần mềm mô phỏng GLOBES	36
2.2.2. Chi tiết thiết lập mô phỏng thí nghiệm Hyper-Kamiokande	38
2.2.3. Phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng GLOBES	43
2.2.4. Độ nhạy trong phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ từ mô phỏng GLOBES	45
2.2.5. Độ chính xác của $\sin^2 \theta_{23}$ và Δm_{32}^2 từ mô phỏng GLOBES	46
Chương 3. ĐỘ NHẠY GÓC TRỘN θ_{23} TRONG THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE	48
3.1. KHẢO SÁT CÁC YẾU TỐ ẢNH HƯỞNG ĐẾN ĐỘ NHẠY PHÉP ĐO θ_{23} VÀ ĐẠI LƯỢNG VẬT LÝ ĐẶC TRƯNG	48
3.1.1. Các yếu tố ảnh hưởng đến phép đo góc bát phân θ_{23}	48
3.1.2. Đóng góp của các mẫu số liệu đến độ nhạy góc bát phân θ_{23}	56
3.1.3. Đại lượng vật lý đặc trưng cho độ nhạy góc bát phân θ_{23}	58
3.2. ẢNH HƯỞNG ĐỘ NHẠY GÓC TRỘN θ_{23} ĐẾN ĐỘ NHẠY PHÉP ĐO VI PHẠM ĐỐI XỨNG CP TRONG DAO ĐỘNG NEUTRINO	69
3.2.1. Độ nhạy trong phép đo vi phạm đối xứng CP	69
3.2.2. Đại lượng mô tả độ nhạy của phép đo vi phạm đối xứng CP	72
KẾT LUẬN	77
DANH MỤC TÀI LIỆU THAM KHẢO	79
PHỤ LỤC	85

DANH MỤC CÁC TỪ VIẾT TẮT

Viết tắt	Tên
AEDL	Abstract Experiment Definition Language
background	Tín hiệu nhiễu
CP	Đối xứng liên hợp điện tích và đảo ngược chẵn lẻ
CPV	Vi phạm đối xứng CP
DUNE	Deep Underground Neutrino Experiment
GLOBES	Phần mềm mô phỏng thí nghiệm dao động đường cơ sở dài
Hyper-K	Thí nghiệm Hyper-Kamiokande
IH	Phân bậc khối lượng nghịch đảo
MC	Mô phỏng Monte Carlo
MH	Sự phân bậc khối lượng neutrino
NH	Phân bậc khối lượng thuận
ν -mode	Chế độ lấy số liệu với nguồn neutrino vị muon
$\bar{\nu}$ -mode	Chế độ lấy số liệu với nguồn phản neutrino vị muon
POT	Số proton được bắn lên bia để tạo ra nguồn neutrino
signal	Tín hiệu gốc
SM	Mô hình chuẩn

DANH SÁCH BẢNG

1.1	Sắp xếp các hạt fermion theo thể hệ.	8
1.2	Giá trị các tham số dao động được cập nhật gần đây nhất với trường hợp phân bậc khối lượng thuận (NH) [41].	25
2.1	Thông số kĩ thuật trong thiết lập thí nghiệm Hyper-K	40
2.2	Hiệu suất phát hiện (%) cho các tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu trong các mẫu số liệu xuất hiện. Xét trong trường hợp phân bậc khối lượng thuận và $\delta_{CP} = 0$	41
2.3	Hiệu suất phát hiện (%) cho các tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu trong các mẫu số liệu biến mất. Xét trong trường hợp phân bậc khối lượng thuận và $\delta_{CP} = 0$	42
2.4	Giá trị các tham số dao động được sử dụng để làm phù hợp giữa mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K.	42
2.5	Tỉ lệ sự kiện của $\nu_e/\bar{\nu}_e$ cho mỗi kênh và loại tương tác thu được từ GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K.	44
2.6	Tỉ lệ sự kiện của $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ cho mỗi kênh và loại tương tác thu được từ GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K.	44
3.1	Góc bất phân θ_{23} xác định tại độ tin cậy 3σ	55
3.2	Các giá trị phù hợp tốt nhất cho các tham số dao động của T2K [50].	66
3.3	Số sự kiện từ dữ liệu mô phỏng MC và dữ liệu thực của T2K [50].	67

DANH SÁCH HÌNH VẼ

1.1	Các hạt cơ bản trong SM.	7
1.2	Xác suất dao động và sự suy biến $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$. Hình trái mô tả xác suất biến mất $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, hình phải mô tả xác suất xuất hiện $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	28
2.1	Kết cấu chung của thí nghiệm Hyper-K.	30
2.2	Cấu hình bộ dò xa của thí nghiệm Hyper-K [4].	34
2.3	Cấu hình chương trình GLoBES [43].	36
2.4	Thông lượng neutrino sử dụng trong mô phỏng thí nghiệm Hyper-K cho ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải).	39
2.5	Phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng MC (HK TDR) của thí nghiệm Hyper-K và GLoBES trong các mẫu số liệu xuất hiện $\nu_e/\bar{\nu}_e$ cho ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải).	43
2.6	Phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K và GLoBES trong các mẫu số liệu biến mất $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ cho ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải).	44
2.7	Vùng giá trị cho phép ở độ tin cậy 90% của phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ thu được từ mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K. Hình trái cho thí nghiệm Hyper-K và hình phải cho sự kết hợp Hyper-K với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (reactor).	46

2.8	Độ chính xác θ_{23} và Δm_{32}^2 trong thí nghiệm Hyper-K ràng buộc bởi reactor xét tại độ tin cậy 1σ và sự phân bậc khối lượng thuận $\Delta m_{32}^2 > 0$	46
3.1	Sự phân bố giá trị χ^2 tương ứng với từng cặp giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ (True) và giá trị kiểm tra $\sin^2 \theta_{23}$ (Test, Global) (trái) và vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{23}$ với độ tin cậy 3σ (phải) trong thí nghiệm Hyper-K tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$	49
3.2	Ảnh hưởng của sai số hệ thống trong tín hiệu góc (trái) và tín hiệu nhiễu (phải) đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K.	50
3.3	Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ (trái) và $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ (phải) đối với thí nghiệm Hyper-K và sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (reactor) ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$	52
3.4	Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ (trái) và $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$ (phải) với thí nghiệm Hyper-K và với sự kết hợp giữa thí nghiệm Hyper-K và DUNE ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$	54
3.5	Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ (trái) và $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$ (phải) trong thí nghiệm Hyper-K và sự kết hợp của Hyper-K với các thí nghiệm khác xét ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$	54
3.6	Góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K (trái) và sự kết hợp với các thí nghiệm (phải).	55
3.7	Sự đóng góp của các mẫu số liệu xuất hiện đối với việc phá vỡ sự suy biến $\theta_{13} - \delta_{CP}$. Hình trái là sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân. Hình phải là sự kết hợp thí nghiệm Hyper-K và DUNE. Xét ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$	56
3.8	Sự đóng góp của các mẫu số liệu đến phép đo góc bất phân θ_{23}	57

- 3.9 Khảo sát đại lượng đặc trưng cho độ nhạy của góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K với sự phân bậc khối lượng thuận. 60
- 3.10 Khảo sát xác suất biến mất (trái) và $OR_{\theta_{23}}$ (phải) như một hàm của năng lượng neutrino E (GeV) và giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ trong đó $L = 295\text{km}$ 61
- 3.11 Khảo sát đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ trong thí nghiệm Hyper-K tại $L = 295\text{km}$ và $L = 1000\text{km}$ (hình trái). Trong hình phải, đường biểu diễn tại $L = 1000\text{ km}$ được đưa về cùng cực tiểu với $L = 295\text{km}$ để so sánh độ nhạy của góc bất phân với hai đường cơ sở khác nhau. 62
- 3.12 Góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K với các máy đo tại đường cơ sở $L = 295\text{km}$ và $L = 1000\text{km}$ 62
- 3.13 Ảnh hưởng của sự phân bậc khối lượng neutrino đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K tại $L = 295\text{km}$ và các giá trị thật khác nhau của δ_{CP} . Hình trái khảo sát đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ là một hàm các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$. Hình phải là mức ý nghĩa thống kê cho phép đo để loại các góc bất phân sai dùng mô phỏng GLOBES. 63
- 3.14 Ảnh hưởng của sự phân bậc khối lượng neutrino đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K tại $L = 1000\text{km}$ và các giá trị thật khác nhau của δ_{CP} . Các hình trái khảo sát đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ là một hàm của giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$. Hình phải là mức ý nghĩa thống kê cho phép đo để loại các góc bất phân sai dùng mô phỏng GLOBES. 64
- 3.15 $OR_{\theta_{23}}$ với dữ liệu của T2K như một hàm các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$ với $L = 295\text{km}$ và $E = 0.6\text{GeV}$ trong ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải). 68
- 3.16 Phân bố χ^2 3D cho $\sin^2 \theta_{23}(\text{Test}) - \delta_{CP}(\text{Test})$ ứng với giá trị thật của $\delta_{CP}(\text{True})$ trong trường hợp vị trí góc bất phân là không được biết (trái) và được biết $\theta_{23} < \pi/4$ với giá trị thật được biết của $\sin^2 \theta_{23} = 0.48$ (phải). 70

3.17 Phân bố χ^2 tương ứng với các cặp giá trị δ_{CP} (Test) và δ_{CP} (True) như một hàm của các giá trị kiểm tra $\delta_{CP}(\text{Test})$ trong trường hợp vị trí góc bất phân của θ_{23} là không được biết (trái) và được biết $\theta_{23} < \pi/4$ với giá trị thật được biết của $\sin^2 \theta_{23} = 0.48$ (phải).	70
3.18 Độ nhạy phép đo vi phạm đối xứng CP với thí nghiệm Hyper-K (trái) và sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K với thí nghiệm Reactor và DUNE (phải) xét tại giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.48$ và xét cho 2 trường hợp: góc bất phân được biết và không được biết.	71
3.19 Độ nhạy của phép đo vi phạm đối xứng CP khi giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ nằm trong hai góc bất phân khác nhau. Hình trái cho giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.49$. Hình phải cho giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.51$	72
3.20 Độ nhạy phép đo vi phạm đối xứng CP tại các giá trị thật khác nhau của $\sin^2 \theta_{23}$ và xét trong trường hợp là góc bất phân được biết nằm trong vùng nhỏ hơn $\pi/4$	72
3.21 Sự biến thiên của \mathcal{R}_{CP} như một hàm của sự biến thiên θ_{23} khảo sát cho $L = 295$ km (hình trái) và $L = 1000$ km (hình phải).	75
3.22 Khảo sát đại lượng độ nhạy của phép đo vi phạm đối xứng CP (SS_{CPV}) như một hàm của các giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ trong thí nghiệm Hyper-K.	76
3.23 Kết cấu một kênh [43].	85
3.24 Câu lệnh mô tả thông tin thông lượng của thí nghiệm Hyper-K.	86
3.25 Câu lệnh mô tả thông tin tiết diện tán xạ của thí nghiệm Hyper-K.	86
3.26 Các hàm phân giải năng lượng cho thí nghiệm Hyper-K.	87
3.27 Cấu trúc xác định một kênh tương tác.	87
3.28 Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	89
3.29 Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	89
3.30 Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	89
3.31 Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	90
3.32 Các tham số khác cần thiết lập cho bộ dò thí nghiệm Hyper-K.	90

- 3.33 Hình (a), (b), (c) theo thứ tự khảo sát ảnh hưởng hàm phân giải năng lượng của CCQE, CCnonQE và NC đến độ nhạy phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ tại 90%C.L . Hình (d) sử dụng các hàm phân giải năng lượng cho kết quả phù hợp nhất với mô phỏng MC của Hyper-K. 91
- 3.34 Hình (a), (b), (c) khảo sát ảnh hưởng các thành phần của hàm phân giải năng lượng của tương tác CCQE (tương tác đóng góp nhiều nhất đến tỉ lệ sự kiện thu được) đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K. Hình (d) khảo sát ảnh hưởng của tỉ số thời gian chạy máy giữa ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K xét cho tổng thời gian chạy máy là 10 năm. 92

MỞ ĐẦU

Lý do chọn đề tài

Neutrino là một thực thể tồn tại phổ biến trong tự nhiên, có vai trò quan trọng trong sự hình thành và tiến triển của thế giới vật chất, là chìa khóa để tìm ra dấu hiệu vi phạm vật chất và phản vật chất trong Vũ Trụ. Việc nghiên cứu vật lý neutrino trở thành đề tài nghiên cứu thú vị thu hút sự quan tâm của các nhà nghiên cứu trong nước và các nước trên thế giới. Phát hiện của thí nghiệm Super-Kamiokande (Super-K) năm 1998 [1] về hiện tượng dao động neutrino từ khí quyển đã cung cấp bằng chứng thực nghiệm quan trọng chỉ ra điểm hạn chế của Mô hình chuẩn (SM). Việc tìm hiểu các tính chất của neutrino vì vậy giúp đặt nền móng quan trọng cho sự phát triển các mô hình sau SM và các thí nghiệm tiếp theo.

Neutrino là các hạt cơ bản tương tự như electron, quark và photon nhưng có khối lượng rất nhỏ cỡ 1 phần tỷ khối lượng proton. Tuy nhiên, mật độ của neutrino trong Vũ Trụ là rất lớn, khoảng 330 hạt trên cm^3 , lớn thứ hai trong Vũ Trụ chỉ sau photon và lớn gấp một tỷ lần mật độ của proton. Neutrino là hạt fermion có spin bán nguyên, không có điện tích, chỉ tham gia hai trong số 4 tương tác cơ bản mà chúng ta biết đến: tương tác yếu và tương tác hấp dẫn. Tuy nhiên khối lượng neutrino là rất nhỏ do đó người ta thường bỏ qua việc xét đến tương tác hấp dẫn. Có 3 loại hạt neutrino bao gồm neutrino vị electron ν_e , neutrino vị muon ν_μ và neutrino vị tau ν_τ . Ứng với mỗi neutrino tồn tại một phản neutrino tương ứng mang spin bán nguyên và trung hòa về điện. Trong trường hợp neutrino là hạt Majorana, neutrino và phản neutrino

là một. Neutrino tồn tại xung quanh chúng ta từ khí quyển, Mặt Trời, từ các phân rã beta của các hạt nhân nguyên tử hoặc các hadron, các phản ứng hạt nhân, trong lõi các ngôi sao,... và việc nghiên cứu neutrino có vai trò rất thiết thực. Nó cho ta quan sát quá trình hoạt động bên trong của lò phản ứng hạt nhân, cho ta thông tin về các thiên hà xa xôi cũng như lịch sử của Vũ Trụ, giúp ta nghiên cứu lõi các ngôi sao cũng như Mặt Trời. Tuy nhiên neutrino tương tác rất yếu với vật chất. Ví dụ, các neutrino tạo ra trong Lò phản ứng hạt nhân với năng lượng $E_\nu \sim 1 \text{ MeV}$ có tiết diện tán xạ $\sigma \sim 10^{-44} \text{ cm}^2$, tương ứng với xác suất $\sim 10^{-18}$ để có tương tác neutrino với máy dò có độ dày 1m hoặc xác suất $\sim 10^{-11}$ để có tương tác xảy ra bên trong Trái Đất dọc theo quỹ đạo đi qua tâm của nó. Trong khoảng thời gian sống của một người, số lượng neutrino tương tác với cơ thể chúng ta chỉ khoảng vài hạt trong khi mỗi giây có khoảng 9 nghìn tỉ hạt neutrino từ Mặt Trời đi qua lòng bàn tay mà chúng ta không hề hay biết. Neutrino có thể đi xuyên qua các ngôi sao, hành tinh và chu du trong Vũ Trụ mà rất ít bị cản trở. Các thí nghiệm neutrino nổi tiếng trên thế giới hiện nay như T2K, NO ν A, MINOS, ICARUS, Double-CHOOZ,... đã và đang nỗ lực trong việc tìm hiểu sâu hơn về các tính chất của neutrino. Bao gồm việc tìm kiếm dấu hiệu bất đối xứng giữa vật chất và phản vật chất trong Vũ Trụ, thứ tự bậc khối lượng của neutrino... thông qua các phép đo dao động neutrino. Dao động neutrino là hiện tượng cơ học lượng tử mà ở đó neutrino có thể thay đổi vị trong quá trình di chuyển trong không gian. Trong đó, mối quan hệ giữa các trạng thái vị riêng và trạng thái riêng khối lượng được tham số hóa qua 4 tham số dao động bao gồm 3 góc trộn $(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23})$ và pha Dirac δ_{CP} là đại lượng đặc trưng cho dấu hiệu vi phạm đối xứng bao gồm đối xứng liên hợp điện tích (C) và đảo ngược chẵn lẻ (P) hay viết tắt là vi phạm đối xứng CP trong phân hạt lepton. Khi đó xác suất dao động là một hàm các tham số dao động bao gồm 4 tham số trên và các hiệu bình phương khối lượng $(\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$ trong đó $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2)$, quãng đường mà neutrino di chuyển và năng lượng neutrino. Bằng việc liên tục cải tiến và nâng cấp các hệ thống máy dò, nguồn neutrino có cường độ lớn, các thí nghiệm đến thời điểm hiện tại đã mang lại những hiểu biết cơ

bản về giá trị các tham số dao động. Cụ thể, các góc trộn θ_{12} và θ_{23} được xác nhận là lớn (so với các góc trộn trong ma trận trộn của các hạt quark hay còn gọi là ma trận CKM) trong đó θ_{23} có giá trị gần với giá trị $\pi/4$ (ở đó xác suất xuất hiện neutrino vị electron là cực đại), θ_{13} có giá trị nhỏ nhưng khác không, $|\Delta m_{31}^2|$ lớn gấp 30 lần Δm_{21}^2 . Giá trị các tham số dao động thu được gần đây nhất đã được cập nhật trong tài liệu [2]. Tuy nhiên, bức tranh vật lý về neutrino vẫn chưa được hoàn chỉnh vì vẫn còn một số câu hỏi xoay quanh chưa được giải đáp thỏa đáng:

1. Giá trị pha phá vỡ đối xứng CP trong phần lepton δ_{CP} là bao nhiêu? Tháng 4/2020, T2K đã công bố kết quả đáng lưu ý trên tạp chí Nature về dấu hiệu phá vỡ đối xứng CP trong dao động neutrino ở mức độ tin cậy 95% [3]. Nếu các kết quả này được xác nhận từ dữ liệu của các thí nghiệm trong tương lai, dấu hiệu vi phạm này có thể chỉ ra cách giải thích về việc vật chất được hình thành nhiều hơn phản vật chất trong Vũ Trụ của chúng ta như thế nào. Tuy nhiên, giá trị chính xác của δ_{CP} là bao nhiêu, điều này cần phải thêm số liệu mới khẳng định được.

2. Thứ tự phân bậc khối lượng của ba trạng thái riêng khối lượng là như thế nào? Sự phân bậc khối lượng (MH) là phân bậc khối lượng thuận (NH) ($m_3 > m_2 > m_1$) hay phân bậc nghịch đảo (IH) ($m_2 > m_1 > m_3$)?

3. θ_{23} có chính xác bằng $\pi/4$ hay không? Nếu không thì vị trí góc bất phân: $\theta_{23} > \pi/4$ hay $\theta_{23} < \pi/4$?

Trong luận văn này, chúng tôi tập trung tìm hiểu và giải quyết câu hỏi thứ ba về vấn đề xác định góc bất phân của θ_{23} và khảo sát ảnh hưởng của nó đến vấn đề thứ nhất về phép đo vi phạm đối xứng CP. Để đo các tham số dao động, thực nghiệm về cơ bản là đo xác suất dao động từ đó trích xuất giá trị các tham số. Góc trộn θ_{23} , dựa trên các dữ liệu thu được, có giá trị gần với giá trị $\pi/4$. Nếu θ_{23} thực sự bằng $\pi/4$ thì một số ẩn số về sự đối xứng giữa thế hệ lepton thứ 2 và thế hệ thứ 3 sẽ được tiết lộ. Tuy nhiên, nếu $\theta_{23} \neq \pi/4$ thì ta không thể biết chính xác liệu θ_{23} sẽ nằm trong vùng nhỏ hơn $\pi/4$ hay lớn hơn $\pi/4$ vì 2 giá trị khác nhau của θ_{23} nằm trong 2 vùng này cho ta cùng một giá trị xác suất (tính chất góc bất phân của θ_{23}). Và nếu θ_{23} được xác

định chính xác, điều này sẽ giúp tăng độ nhạy cho phép đo vi phạm đối xứng CP một cách rõ ràng hơn. Bởi vậy việc xác định vị trí góc bất phân của θ_{23} là một đề tài thú vị mà chúng tôi quan tâm. Các thí nghiệm hiện tại đang hoạt động như T2K và NO ν A có khả năng đo được θ_{23} với độ chính xác cao tuy nhiên vẫn tồn tại những hạn chế nhất định về mặt ý nghĩa thống kê. Thí nghiệm Hyper-Kamiokande (viết tắt là Hyper-K) [4] là một trong những thí nghiệm lớn nhất tại Nhật Bản đã bắt đầu xây dựng từ năm 2020 và dự kiến lấy dữ liệu từ năm 2027, là một thế hệ tiếp nối đầy tiềm năng của các thí nghiệm đường cơ sở dài với nhiều khám phá vật lý đầy triển vọng. Với kích thước lớn (hình trụ, với đường kính 60m và chiều sâu 74m có sức chứa 258 nghìn tấn nước siêu sạch, lớn gấp ~ 8.4 lần so với thí nghiệm Super-K), thí nghiệm Hyper-K có độ nhạy cao trong việc đo góc trộn θ_{23} . Trên cơ sở đó chúng tôi chọn vấn đề nghiên cứu **“Tìm vị trí góc bất phân của góc trộn lepton θ_{23} với thí nghiệm Hyper-Kamiokande và ảnh hưởng của nó đến phép đo vi phạm đối xứng CP”** nhằm bước đầu xây dựng các cơ sở hiện tượng luận cho việc xác định và cải thiện khả năng đo góc trộn θ_{23} một cách chính xác hơn trong thí nghiệm Hyper-K. Chúng tôi hy vọng các kết quả thu được sẽ là cơ sở và nguồn tài liệu cần thiết góp phần trong việc xác định các tham số trong ma trận trộn với độ chính xác cao và được sử dụng trong các thí nghiệm hiện tại và dự kiến trong tương lai.

Mục đích nghiên cứu

- Nghiên cứu khả năng cải thiện độ nhạy góc bất phân của tham số trộn lepton θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K. Sử dụng mô hình dao động 3 trạng thái neutrino đang được chấp nhận rộng rãi nhất trong giới vật lý (mô hình PMNS) để giải thích các số liệu từ các thí nghiệm neutrino. Từ đó, xây dựng các phương pháp cải thiện vấn đề góc bất phân của thí nghiệm và xây dựng đại lượng vật lý đặc trưng cho độ nhạy phép đo θ_{23} trong các thí nghiệm dao động neutrino.
- Khảo sát ảnh hưởng của khả năng xác định và cải thiện góc bất phân θ_{23}

đối với phép đo pha phá vỡ đối xứng CP (δ_{CP}) trong dao động neutrino. Xây dựng đại lượng vật lý đặc trưng cho độ nhạy của phép đo δ_{CP} trong sự suy biến với góc trộn θ_{23} .

Nội dung nghiên cứu

- Tổng quan về SM và neutrino trong SM. Vấn đề khối lượng và các tương tác của neutrino trong SM.
- Dao động neutrino và phép đo các tham số dao động trong thực nghiệm trong đó tập trung vào tính chất góc bất phân của θ_{23} và độ nhạy của các mẫu số liệu thực nghiệm đối với sự suy biến của θ_{23} .
- Xây dựng mô hình mô phỏng thí nghiệm Hyper-K sử dụng phần mềm GLoBES.
- Khảo sát độ nhạy của phép đo θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K bao gồm vị trí góc bất phân và cách cải thiện độ chính xác trong phép đo góc bất phân θ_{23} . Tìm đại lượng vật lý mô tả cho độ nhạy của thí nghiệm đối với phép đo θ_{23} và tính toán đại lượng đó với dữ liệu thực của T2K.
- Khảo sát ảnh hưởng trong độ nhạy của phép đo δ_{CP} do sự suy biến với phép đo θ_{23} và tìm đại lượng vật lý mô tả mối quan hệ.

Cơ sở khoa học và tính thực tiễn của đề tài

Xuất phát từ phép đo xác suất dao động trong các thí nghiệm neutrino với đường cơ sở dài. Việc đo giá trị của góc trộn θ_{23} được suy ra từ xác suất dao động của neutrino vị muon được tạo ra từ nguồn. Các xác suất neutrino vị electron xuất hiện $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ và xác suất neutrino vị muon biến mất $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ đều được sử dụng để tính toán giá trị của θ_{23} . Tuy nhiên, mẫu số liệu với kênh dao động neutrino vị muon biến mất $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ cho ta giá trị chính xác của $\sin^2 2\theta_{23}$ nhưng không biết được giá trị chính xác của $\sin^2 \theta_{23}$. Trong khi đó, các mẫu số liệu với kênh dao động neutrino vị electron xuất

hiện có độ nhạy cao đối với giá trị chính xác của $\sin^2 \theta_{23}$ và nó còn phụ thuộc vào các tham số dao động khác θ_{13} , Δm_{31}^2 và δ_{CP} . Do đó, việc đo chính xác θ_{23} phụ thuộc vào việc ta cải thiện độ nhạy của phép đo các tham số dao động θ_{13} , Δm_{31}^2 và δ_{CP} đối với các mẫu số liệu thực nghiệm. Điều này có thể được thực hiện bằng cách sử dụng các thí nghiệm neutrino có độ nhạy cao đối với phép đo các tham số này. Sự kết hợp số liệu của các thí nghiệm có khả năng phá vỡ mối quan hệ suy biến giữa các tham số dao động và cải thiện độ chính xác của phép đo θ_{23} . Đồng thời, độ chính xác θ_{23} sẽ ảnh hưởng đến khả năng quan sát dấu hiệu vi phạm đối xứng CP trong phân hạt lepton.

Những đóng góp của luận văn

Trong luận văn này, chúng tôi đã xây dựng một mô hình riêng để mô phỏng thí nghiệm Hyper-K với phần mềm GLoBES. Tiến hành hiệu đính để có sự phù hợp giữa mô phỏng của chúng tôi và mô phỏng Monte Carlo (MC) của thí nghiệm Hyper-K chuẩn đã được công bố. Từ đó, khảo sát độ nhạy của thí nghiệm đối với phép đo θ_{23} và pha vi phạm đối xứng CP trong phân hạt lepton. Luận văn đã đào sâu nghiên cứu một trong những vấn đề quan trọng của vật lý đương đại và có những kết quả đáng kể, có ý nghĩa mang tầm quốc tế. Các kết quả trong luận văn sẽ là cơ sở hiện tượng luận quan trọng trong việc tiên đoán tiềm năng của thí nghiệm hoạt động trong thời gian tới, từ đó có thể điều chỉnh các tham số thực nghiệm để thu được các kết quả với độ chính xác cao hơn.

Chương 1. TỔNG QUAN VỀ NEUTRINO

1.1. MÔ HÌNH CHUẨN VÀ NEUTRINO TRONG MÔ HÌNH CHUẨN

1.1.1. Giới thiệu về Mô hình chuẩn

Vũ Trụ của chúng ta được cấu thành từ các hạt cơ bản (là các hạt không thể phân chia được nữa) tuân theo 4 tương tác cơ bản bao gồm: tương tác điện từ, tương tác mạnh, tương tác hấp dẫn và tương tác yếu. Trong đó, SM là một trong những lý thuyết thành công nhất của vật lý học thế kỷ 20 mô tả một cách thống nhất 3 tương tác bao gồm: tương tác mạnh, tương tác yếu và tương tác điện từ. Trong SM, các hạt cơ bản được chia thành 2 loại dựa theo spin của hạt bao gồm: fermion (các hạt có spin bán nguyên gồm các lepton và quark, là thành phần cấu tạo nên vật chất và phản vật chất của Vũ Trụ) và các hạt boson (có spin nguyên đóng vai trò là hạt trung gian truyền tương tác cho các hạt fermion: photon γ , boson W^\pm và Z^0 , gluon). Hình 1.1 tóm tắt các hạt cơ bản và thuộc tính của nó trong mô tả của SM.

STANDARD MODEL OF ELEMENTARY PARTICLES

Q U A R K S	UP mass 2,3 MeV/c ² charge 2/3 spin 1/2 	CHARM 1,275 GeV/c ² 2/3 1/2 	TOP 173,07 GeV/c ² 2/3 1/2 	GLUON 0 0 0 1 	HIGGS BOSON 126 GeV/c ² 0 0 0 
	DOWN 4,8 MeV/c ² -1/3 1/2 	STRANGE 95 MeV/c ² -1/3 1/2 	BOTTOM 4,18 GeV/c ² -1/3 1/2 	GAUGE BOSONS	PHOTON 0 0 0 1 
	ELECTRON 0,511 MeV/c ² -1 1/2 	MUON 105,7 MeV/c ² -1 1/2 	TAU 1,777 GeV/c ² -1 1/2 		Z BOSON 91,2 GeV/c ² 0 0 1 
	ELECTRON NEUTRINO <2,2 eV/c ² 0 1/2 	MUON NEUTRINO <0,17 MeV/c ² 0 1/2 	TAU NEUTRINO <15,5 MeV/c ² 0 1/2 		W BOSON 80,4 GeV/c ² ±1 1 

Hình 1.1: Các hạt cơ bản trong SM.

Mỗi fermion đều có phản hạt của nó mang spin bán nguyên và điện tích trái dấu ngoại trừ neutrino không có điện tích. Ngoài ra còn có hạt boson Higgs được xem là "*hạt của Chúa*" do CERN tìm ra vào năm 2012, để sinh khối lượng cho các hạt quark và lepton. Việc phát hiện ra hạt Higgs trong thực nghiệm đã góp phần hoàn thiện bức tranh của SM.

Trong SM, tương tác điện từ, tương tác mạnh và tương tác yếu được mô tả dựa trên nhóm đối xứng chuẩn $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Trong đó, nhóm $SU(3)_C$ mô tả tương tác mạnh, tác động lên các hạt quark mang tích màu thông qua 8 hạt gluon không khối lượng, đóng vai trò hạt truyền tương tác mạnh. Nhóm $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mô tả thống nhất tương tác điện yếu, tác động lên các hạt quark vị (u, c, t, d, s, b) và lepton thông qua hạt truyền tương tác là 4 hạt gauge boson (W^\pm mang điện và Z không mang điện, các hạt có khối lượng đóng vai trò là hạt truyền tương tác yếu, và hạt photon không khối lượng, không mang điện truyền tương tác điện từ giữa các hạt fermion). Trong SM, 12 hạt fermion bao gồm 6 quark và 6 lepton được sắp xếp thành 3 thế hệ và đi theo từng cặp:

Bảng 1.1: Sắp xếp các hạt fermion theo thế hệ.

Thế hệ	1	2	3
Lepton	ν_e, e	ν_μ, μ	ν_τ, τ
Quark	u, d	c, s	t, b

Các hạt trong các thế hệ giống nhau về tính chất nhưng khác nhau về khối lượng. Đối với fermion có điện tích, thế hệ 1 có khối lượng nhỏ và bền, các thế hệ tiếp theo có khối lượng lớn hơn và dễ phân rã thành thế hệ 1. Riêng đối với neutrino thì kết luận trên vẫn chưa được kiểm chứng. Các fermion có spin 1/2 có 2 trạng thái phân cực: phân cực trái và phân cực phải. Thực nghiệm chứng tỏ rằng chỉ có các thành phần phân cực trái của fermion là tham gia vào tương tác yếu. Để đảm bảo các mô tả trong SM là phù hợp với kết quả thực nghiệm, các hạt trong SM được sắp xếp như sau:

- Xếp tất cả các fermion phân cực trái vào lưỡng tuyến của $SU(2)_L$.
- Các lepton mang điện tích (e, μ, τ) và các quark phân cực phải biến đổi như đơn tuyến của $SU(2)_L$. 3 thế hệ lepton cùng các neutrino gắn với lepton tích điện của nó được sắp xếp vào lưỡng tuyến của nhóm $SU(2)_L$.
- Các lepton không có màu nên biến đổi như một đơn tuyến của nhóm đối xứng màu $SU(3)_C$.
- Các quark có màu biến đổi như một tam tuyến của nhóm màu.
- Điện tích Q liên hệ với siêu tích yếu Y theo biểu thức:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad \text{với } T_3 \text{ là vi tử chéo của } SU(2)_L \quad (1.1)$$

Theo đó, sự sắp xếp các hạt trong SM được biểu diễn như sau:

+ Đối với các lepton:

$$\psi_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L \sim (1, 2, -1); \quad l_{iR} \sim (1, 1, -2), \quad i = e, \mu, \tau \quad (1.2)$$

+ Đối với các quark:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 2, \frac{1}{3}\right), \quad u_{iR} \sim \left(3, 1, \frac{4}{3}\right), \quad d_{iR} \sim \left(3, 1, \frac{-2}{3}\right) \quad (1.3)$$

với $u_i = u, c, t$ là các up-quark, $d_i = d, s, b$ là các down-quark.

Lagrange toàn phần trong SM có dạng:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_k + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{gauge} \\ &= (i\bar{\psi}_{iL}\gamma^\mu D_\mu^{\psi_L}\psi_{iL} + i\bar{l}_{iR}\gamma^\mu D_\mu^{l_R}l_{iR} + i\bar{Q}_{iL}\gamma^\mu D_\mu^{Q_L}Q_{iL} + i\bar{u}_{iR}\gamma^\mu D_\mu^{u_R}u_{iR} \\ &\quad + i\bar{d}_{iR}\gamma^\mu D_\mu^{d_R}d_{iR}) - (h_{ij}^l\bar{\psi}_{iL}\phi l_{jR} + h_{ij}^{l*}\bar{l}_{iR}\phi^\dagger\psi_{jL} + h_{ij}^d\bar{Q}_{iL}\phi d_{jR} \\ &\quad + h_{ij}^{d*}\bar{d}_{iR}\phi^\dagger Q_{jR} + h_{ij}^u\bar{Q}_{iL}\phi^c u_{jR} + h_{ij}^{u*}\bar{u}_{iR}\phi^{c\dagger} Q_{jL}) \\ &\quad + (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \\ &\quad - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Trong đó: $\phi^c = i\sigma_2\phi^*$

- 5 số hạng đầu trong phương trình 1.4 là số hạng động năng \mathcal{L}_k chứa thông tin mô tả các tương tác dòng với các gauge boson chuẩn.
- 6 số hạng tiếp theo trong thành phần thứ hai của phương trình 1.4 là các thành phần của Lagrange \mathcal{L}_Y mô tả tương tác Yukawa - tương tác giữa các fermion (quark và lepton mang điện tích) đối với trường vô hướng Higgs hoặc phản lưỡng tuyến của trường Higgs để sinh khối lượng cho các fermion thông qua quá trình phá vỡ đối xứng tự phát.
- Các số hạng trong dòng thứ 5 là thành phần động năng và thế vô hướng Higgs, mô tả tương tác của hạt Higgs với các trường chuẩn hoặc các gauge boson, sinh khối lượng cho các gauge boson W^\pm, Z thông qua cơ chế Higgs.
- Các số hạng của dòng cuối phương trình là các thành phần cho boson cho phép xác định sự tự tương tác của các trường chuẩn với $F_{\mu\nu}, B_{\mu\nu}$ là tensor cường độ trường chứa số hạng động năng của các trường chuẩn.

1.1.2. Khối lượng neutrino trong Mô hình chuẩn

Xét thành phần khối lượng của các fermion trong SM:

$$\mathcal{L}_{mass}^{fermion} = m\bar{\psi}\psi. \quad (1.5)$$

Trong đó ψ là trường spinor bao gồm hai thành phần spinor phân cực trái ($\psi_L = P_L\psi$) và spinor phân cực phải ($\psi_R = P_R\psi$):

$$\psi = \psi_L + \psi_R. \quad (1.6)$$

Định nghĩa toán tử hình chiếu và các tính chất:

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5), \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \quad (1.7)$$

$$P_L + P_R = 1, \quad P_R P_R = P_R, \quad P_L P_L = P_L, \quad P_L P_R = 0. \quad (1.8)$$

Khi đó số hạng khối lượng Dirac của các fermion:

$$\begin{aligned}
-m\bar{\psi}\psi &= -m(\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) \\
&= -m(\bar{\psi}_L\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_R\psi_R) \\
&= -m(\psi_L^\dagger\gamma^0\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + \psi_R^\dagger\gamma^0\psi_R) \\
&= -m[(P_L\psi)^\dagger\gamma^0P_L\psi + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + (P_R\psi)^\dagger\gamma^0P_R\psi].
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Kết hợp các phương trình trên và sử dụng tính chất của ma trận γ^5 với $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$:

$$(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5 \rightarrow P_L^\dagger = P_L, P_R^\dagger = P_R \tag{1.10}$$

$$\{\gamma^5, \gamma^0\} = 0 \rightarrow P_L\gamma^0 = \gamma^0P_R, P_R\gamma^0 = \gamma^0P_L \tag{1.11}$$

Khi đó số hạng khối lượng Dirac được viết lại:

$$-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L). \tag{1.12}$$

Vì các thành phần phân cực trái của các quark và lepton biến đổi như một lưỡng tuyến của nhóm $SU(2)_L$, còn các thành phần phân cực phải của quark và lepton mang điện biến đổi như một đơn tuyến của nhóm $SU(2)_L$ do đó số hạng khối lượng của fermion không bất biến dưới phép biến đổi chuẩn của SM: $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Để thỏa mãn bất biến Gauge, các fermion phải không có khối lượng. Tuy nhiên, trong thực tế các lepton mang điện tích và các hạt quark có khối lượng nên cần phải xây dựng tương tác để sinh khối lượng cho các fermion trong SM. Tương tác này là tương tác Yukawa, sự kết cặp giữa các thành phần phân cực trái và phân cực phải của fermion với trường Higgs:

$$-\mathcal{L}_Y = h_{ij}^l \bar{\psi}_{iL} \phi l_{jR} + h_{ij}^d \bar{Q}_{iL} \phi d_{jR} + h_{ij}^u \bar{Q}_{iL} (i\sigma_2 \phi^*) u_{jR} + h.c, \tag{1.13}$$

trong đó h.c là số hạng liên hợp hermitic; $h_{ij}^l, h_{ij}^d, h_{ij}^u$ là các ma trận 3×3 dạng tổng quát và được gọi là hằng số tương tác Yukawa.

Sau khi phá vỡ đối xứng tự phát của trường Higgs ta thu được số hạng khối lượng cho các lepton và các quark:

$$h_{ij}^l \frac{\nu}{\sqrt{2}} \bar{l}_{iL} l_{jR} = m_{ij}^l \bar{l}_{iL} l_{jR}, \tag{1.14}$$

$$h_{ij}^d \frac{\nu}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} d_{jR} = m_{ij}^d \bar{d}_{iL} d_{jR}, \quad (1.15)$$

$$h_{ij}^u \frac{\nu}{\sqrt{2}} \bar{u}_{iL} u_{jR} = m_{ij}^u \bar{u}_{iL} u_{jR}, \quad (1.16)$$

suy ra khối lượng của các lepton và quark như sau:

$$m_e = \frac{h^e \nu}{\sqrt{2}}, \quad m_\mu = \frac{h^\mu \nu}{\sqrt{2}}, \quad m_\tau = \frac{h^\tau \nu}{\sqrt{2}}, \quad (1.17)$$

khối lượng của các quark loại u:

$$m_u = \frac{h^u \nu}{\sqrt{2}}, \quad m_c = \frac{h^c \nu}{\sqrt{2}}, \quad m_t = \frac{h^t \nu}{\sqrt{2}}, \quad (1.18)$$

khối lượng của các quark loại d:

$$m_d = \frac{h^d \nu}{\sqrt{2}}, \quad m_s = \frac{h^s \nu}{\sqrt{2}}, \quad m_b = \frac{h^b \nu}{\sqrt{2}}. \quad (1.19)$$

Tại thời điểm xây dựng SM, người ta chỉ đưa vào neutrino phân cực trái và không có thành phần neutrino phân cực phải. Do đó ta không thể xây dựng được số hạng khối lượng Dirac cho neutrino, khối lượng của các neutrino:

$$m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu} = m_{\nu_\tau} = 0. \quad (1.20)$$

Như vậy sau khi phá vỡ đối xứng tự phát, tất cả các fermion mang điện tích nhận được khối lượng Dirac ngoại trừ neutrino không có khối lượng. **Như vậy, với cơ sở lý thuyết mà SM đưa ra thì neutrino được tiên đoán là không có khối lượng.** Tuy nhiên đến năm 1998, hiện tượng dao động neutrino từ khí quyển được phát hiện bởi thí nghiệm Super-K [1] và dao động neutrino từ Mặt Trời được phát hiện bởi SNO năm 2001 [5, 6] đã cung cấp bằng chứng thực nghiệm quan trọng chứng tỏ neutrino có khối lượng và các lepton có sự trộn lẫn với nhau. Đây là bằng chứng thực nghiệm quan trọng để chỉ ra sự không hoàn chỉnh của SM và yêu cầu cần phải mở rộng SM để sinh khối lượng cho neutrino và giải thích vấn đề khối lượng nhỏ của neutrino. Các mô hình xây dựng khối lượng neutrino thường theo 2 cách: thêm vào lepton mới hoặc các hạt vô hướng mới, từ đó có thể xây dựng số hạng khối lượng qua hai số hạng như đã đề cập là Dirac và Majorana. Vì neutrino trong SM bấy giờ chỉ quan sát được thành phần phân cực trái dẫn đến số hạng khối

lượng Dirac bằng 0 hay neutrino không khối lượng. Để xây dựng khối lượng kiểu Dirac ta sẽ thêm vào SM neutrino phân cực phải đơn tuyến. Hạt neutrino này gọi là hạt neutrino lạ (sterile neutrino) do không tham gia tương tác nào trong 4 tương tác cơ bản trừ tương tác hấp dẫn. Tuy nhiên lại không giải thích một cách tự nhiên nhất về giá trị khối lượng nhỏ của neutrino nên các nhà vật lý xét thêm số hạng Majorana cho thành phần phân cực phải theo cơ chế seesaw [7–11]. Bên cạnh cơ chế seesaw thì người ta có thể giải thích vấn đề khối lượng nhỏ của neutrino qua cơ chế bẻ dính khối lượng [12–14], các mô hình siêu đối xứng [15, 16], mô hình 3-3-1 [17–22], mô hình đối xứng trái phải [23, 24],....

1.1.3. Các tương tác của neutrino trong Mô hình chuẩn

Trong SM, neutrino chỉ tham gia tương tác yếu với hạt truyền tương tác là W^\pm cho dòng mang điện và boson Z cho dòng trung hòa. Xét nguồn gốc xuất hiện tương tác giữa các dòng (mang điện và trung hòa) với các hạt gauge boson W^\pm, Z trong SM. Xuất phát từ số hạng động năng của các trường vật chất:

$$\mathcal{L}_K = i\bar{L}\gamma_\mu D_L^\mu L + i\bar{R}\gamma_\mu D_R^\mu R, \quad (1.21)$$

trong đó $L = \psi_{iL}, Q_{iL}$ và $R = l_{iR}, u_{iR}, d_{iR}$ lần lượt là trường fermion phân cực trái (quark và lepton phân cực trái) và fermion phân cực phải (quark và lepton mang điện phân cực phải). Khi đó số hạng động năng của fermion được viết dưới dạng cụ thể sau:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_K = & i\bar{\psi}_{iL}\gamma_\mu D_L^\mu \psi_{iL} + i\bar{l}_{iR}\gamma_\mu D_R^\mu l_{iR} \\ & + i\bar{Q}_{iL}\gamma_\mu D_{Q_{iL}}^\mu Q_{iL} + i\bar{u}_{iR}\gamma_\mu D_{u_{iR}}^\mu u_{iR} + i\bar{d}_{iR}\gamma_\mu D_{d_{iR}}^\mu d_{iR}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Với các trường chuẩn A_μ^a ($a = 1, 2, 3$) và B_μ , trong đó thành phần mang điện tích gắn với các trường chuẩn A_μ^1, A_μ^2 , thành phần trung hòa tương ứng với trường chuẩn A_μ^3 và B_μ . Quy luật biến đổi của đạo hàm hiệp biến đối với trường lepton có dạng:

$$\begin{aligned}
D_\mu &= \partial_\mu - ig \frac{\sigma_a}{2} A_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \\
&= \partial_\mu - i \frac{g}{2} \begin{pmatrix} 0 & A_\mu^1 - iA_\mu^2 \\ A_\mu^1 + iA_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} - \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} A_\mu^3 & 0 \\ 0 & -A_\mu^3 \end{pmatrix} - \frac{ig'}{2} Y \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} \\
&= \partial_\mu - p_\mu^{CC} - p_\mu^{NC}.
\end{aligned} \tag{1.23}$$

Với

$$W_\mu^+ = \frac{A_\mu^1 - iA_\mu^2}{\sqrt{2}}; \quad W_\mu^- = \frac{A_\mu^1 + iA_\mu^2}{\sqrt{2}}, \tag{1.24}$$

thành phần đạo hàm hiệp biến gắn với phần mang điện tích viết lại như sau:

$$p_\mu^{CC} = \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} 0 & A_\mu^1 - iA_\mu^2 \\ A_\mu^1 + iA_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} = \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & 0 \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

và thành phần đạo hàm hiệp biến gắn với phần trung hòa là:

$$p_\mu^{NC} = \frac{ig}{2} \begin{pmatrix} A_\mu^3 & 0 \\ 0 & -A_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{ig'}{2} Y \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} = ig \left(A_\mu^3 T_3 + \tan \theta_W \frac{Y}{2} B_\mu \right), \tag{1.26}$$

trong đó: $T_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ và $\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$ với θ_W là góc Weinberg.

Biểu diễn các trường chuẩn A_μ^3, B_μ qua các trạng thái vật lý của Z_μ, A_μ ta có:

$$\begin{cases} Z_\mu = \cos \theta_W A_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu = \sin \theta_W A_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} A_\mu^3 = \cos \theta_W Z_\mu + \sin \theta_W A_\mu \\ B_\mu = -\sin \theta_W Z_\mu + \cos \theta_W A_\mu \end{cases}$$

Phương trình 1.26 viết lại như sau:

$$p_\mu^{NC} = ig \left[\frac{1}{\cos \theta_W} \left(T_3 \cos^2 \theta_W - \frac{Y}{2} \sin^2 \theta_W \right) Z_\mu + \left(T_3 + \frac{Y}{2} \right) \sin \theta_W A_\mu \right]. \tag{1.27}$$

Xét các lepton phân cực trái biến đổi như một lưỡng tuyến của $SU(2)_L$, siêu tích yếu $Y_L = -1$ và lepton phân cực phải biến đổi như một đơn tuyến của $SU(2)_L$ siêu tích yếu $Y_R = -2$, kết hợp các phương trình 1.23, 1.25, 1.27:

$$D_L^\mu = \partial^\mu - \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & W^{\mu+} \\ W^{\mu-} & 0 \end{pmatrix} - \frac{ig}{2 \cos \theta_W} \begin{pmatrix} Z^\mu & 0 \\ 0 & -\cos 2\theta_W Z^\mu \end{pmatrix} - ig \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta_W A^\mu \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

$$D_R^\mu = \partial^\mu - ig' \frac{Y_R}{2} B^\mu = \partial^\mu - \frac{ig \sin^2 \theta_W}{\cos \theta_W} Z^\mu + ig \sin \theta_W A^\mu. \quad (1.29)$$

Vì neutrino trong SM chỉ chứa thành phần phân cực trái, do đó các tương tác dòng của neutrino với các hạt gauge boson được rút ra từ số hạng đầu của phương trình 1.22, ta có:

$$\begin{aligned} i\bar{\psi}_{iL} \gamma_\mu D_L^\mu \psi_{iL} &= i \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{iL} & \bar{l}_{iL} \end{pmatrix} \gamma_\mu \partial^\mu \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ l_{iL} \end{pmatrix} \\ &+ \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{iL} & \bar{l}_{iL} \end{pmatrix} \gamma_\mu \begin{pmatrix} 0 & W^{\mu+} \\ W^{\mu-} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ l_{iL} \end{pmatrix} \\ &+ \frac{g}{2 \cos \theta_W} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{iL} & \bar{l}_{iL} \end{pmatrix} \gamma_\mu \begin{pmatrix} Z^\mu & 0 \\ 0 & -\cos 2\theta_W Z^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ l_{iL} \end{pmatrix} \\ &+ g \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{iL} & \bar{l}_{iL} \end{pmatrix} \gamma_\mu \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta_W A^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ l_{iL} \end{pmatrix} \\ &= i\bar{\nu}_{iL} \gamma_\mu \partial^\mu \nu_{iL} + i\bar{l}_{iL} \gamma_\mu \partial^\mu l_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_{iL} \gamma_\mu l_{iL} W^{\mu+} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l}_{iL} \gamma_\mu \nu_{iL} W^{\mu-} \\ &+ \frac{g}{2 \cos \theta_W} \bar{\nu}_{iL} \gamma_\mu \nu_{iL} Z^\mu - \frac{g \cos 2\theta_W}{2 \cos \theta_W} \bar{l}_{iL} \gamma_\mu l_{iL} Z^\mu - g \sin \theta_W \bar{l}_{iL} \gamma_\mu l_{iL} A^\mu \end{aligned} \quad (1.30)$$

Từ phương trình 1.30 chúng ta thấy neutrino trong SM chỉ tham gia tương tác yếu thông qua việc trao đổi các boson trung gian W^\pm cho dòng mang điện (số hạng thứ 3 và 4 của phương trình 1.30) và boson Z cho dòng trung hòa (số hạng thứ 5 của phương trình 1.30).

1.2. DAO ĐỘNG NEUTRINO VÀ PHÉP ĐO CÁC THAM SỐ DAO ĐỘNG

1.2.1. Hiện tượng dao động neutrino và phép đo các tham số dao động

Dao động neutrino là một hiện tượng cơ học lượng tử được thể hiện ở cấp độ vĩ mô mà ở đó neutrino có thể chuyển hóa hoặc thay đổi từ trạng thái vị này sang trạng thái vị khác trong quá trình chuyển động trong không gian. Giả thiết về hiện tượng dao động neutrino được đề xuất bởi Bruno Pontecorvo vào năm 1957. Tại thời điểm đó chỉ phát hiện sự tồn tại của một loại neutrino đầu tiên là neutrino vị electron nên ông đề xuất giả thuyết dao động của neutrino thành phản neutrino. Năm 1962 sau phát hiện trong thí nghiệm của Leon M. Lederman, Melvin Schwartz và Jack Steinberger về sự tồn tại của loại neutrino thứ hai là neutrino vị muon, khi đó Pontecorvo đã khái quát hóa hiện tượng dao động về trường hợp dao động giữa hai loại neutrino và năm 1967 ông tiên đoán rằng neutrino Mặt Trời có thể dao động. Tuy nhiên vì sự thành công rực rỡ của SM mà thời kỳ này người ta còn nghi ngờ về tính đúng đắn của giả thiết Pontecorvo. Để có hiện tượng dao động xảy ra, neutrino phải có khối lượng và các loại neutrino khác nhau phải có khối lượng khác nhau. Trong khi đó SM tiên đoán neutrino không khối lượng. Vào giữa thập niên 60 của thế kỷ trước, các quan sát thực nghiệm cho thấy sự thiếu hụt đáng lo ngại so với tính toán dựa vào mô hình về số lượng neutrino vị electron từ Mặt Trời. Hiện tượng dao động neutrino có thể giải thích được vấn đề này kết hợp với kết quả của thí nghiệm Super-K và SNO đã khẳng định mạnh mẽ hơn các nghi vấn về sự chính xác và hạn chế của SM. Sau đó, hàng loạt các thí nghiệm neutrino tiếp nối đã khám phá các dao động neutrino Mặt Trời và neutrino sử dụng máy gia tốc đã khẳng định giả thuyết Pontecorvo đưa ra là đúng đắn và yêu cầu phải chỉnh sửa và hoàn thiện lại SM để thỏa mãn các kết quả đưa ra từ thực nghiệm về khối lượng neutrino.

Mô hình dao động neutrino được chấp nhận rộng rãi nhất hiện nay là mô

hình dao động ba vị neutrino được phát triển bởi Pontecorvo và Maki năm 1957, Nakagawa và Sakata vào năm 1962. Trong mô hình này, các trạng thái vị riêng liên hệ với các trạng thái riêng khối lượng bởi một ma trận 3×3 đơn nhất gọi là ma trận trộn PMNS (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata) [25,26] được tham số hóa bởi 3 góc trộn $(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23})$, pha Dirac thể hiện sự vi phạm đối xứng CP trong phần lepton (δ_{CP}) được thể hiện như sau :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (1.31)$$

trong đó:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

với $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$. Ma trận PMNS thỏa mãn tính chất:

$$U^{-1} = (U^*)^T \quad (1.33)$$

Khi đó trạng thái riêng khối lượng cũng có thể được biểu diễn thông qua trạng thái vị riêng như sau:

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1}^* & U_{\mu 1}^* & U_{\tau 1}^* \\ U_{e2}^* & U_{\mu 2}^* & U_{\tau 2}^* \\ U_{e3}^* & U_{\mu 3}^* & U_{\tau 3}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

Xét dao động của neutrino vị α thành neutrino vị β trong chân không ($\alpha \neq \beta$, $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$) và mẫu số liệu tương ứng với các dao động này được gọi là các mẫu số liệu xuất hiện, xác suất dao động $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ còn gọi là xác suất xuất hiện được viết dưới dạng tổng quát như sau:

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\
&\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right),
\end{aligned} \tag{1.35}$$

trong đó \Re và \Im là các thành phần thực và thành phần ảo của số phức gắn với nó, $U_{\alpha i}, U_{\beta i}$ là các phần tử trong ma trận trộn PMNS 1.32, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ là độ chênh lệch các khối lượng của neutrino, L là chiều dài đường cơ sở, E là năng lượng neutrino. Từ công thức 1.35 cho thấy, dao động neutrino xảy ra hay xác suất chuyển vị $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ khác không thì Δm_{ij}^2 cũng phải khác không. Hay nói cách khác, neutrino phải có khối lượng và khối lượng của các neutrino là khác nhau.

Đối với phản neutrino, xác suất xuất hiện dao động $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ được rút ra bằng cách lấy liên hợp phức xác suất dao động trong kênh neutrino:

$$\begin{aligned}
P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\
&\quad - 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right).
\end{aligned} \tag{1.36}$$

Từ công thức tổng quát 1.35, ta cũng có:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) = 1 - 4 \sum_{i>j} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\alpha j}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \tag{1.37}$$

Xác suất này còn được gọi là xác suất neutrino tồn tại hay xác suất neutrino biến mất trong đó neutrino vẫn giữ nguyên vị lepton sau quá trình dao động và mẫu số liệu tương ứng với các dao động này được gọi là các mẫu số liệu biến mất. Khi đó, pha vi phạm đối xứng CP sẽ được xuất hiện trong thành phần của \mathcal{A}_{CP} , đại lượng đặc trưng cho sự vi phạm đối xứng CP trong phần hạt lepton. Với \mathcal{A}_{CP} được xác định là sự chênh lệch xác suất xuất hiện neutrino và phản neutrino theo biểu thức sau [27]:

$$\begin{aligned}
A_{CP} &= P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = 4 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \\
&= \pm 2\delta_{\alpha\beta} \cos\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \delta_{CP} \sin \Delta_{21} \sin \Delta_{31} \sin \Delta_{32} \\
&= \pm 16\delta_{\alpha\beta} J \sin \Delta_{21} \sin \Delta_{31} \sin \Delta_{32}, \tag{1.38}
\end{aligned}$$

trong đó $\Delta_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$, $J = \frac{1}{8} \cos\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{13} \sin \delta_{CP}$ là bất biến Jarlskog, dấu "+" ("-") được lựa chọn dựa trên hoán vị vòng tuần hoàn (ngược vòng) cho các vị neutrino được sắp xếp theo thứ tự (e, μ, τ) . Rõ ràng, vi phạm đối xứng CP sẽ được xác định thông qua hiện tượng dao động neutrino khi và chỉ khi ba góc trộn là khác 0. Với dữ liệu hiện tại được đưa ra từ các thí nghiệm neutrino, giá trị các góc trộn được xác nhận là khác không. Điều này đã mở ra bước ngoặt quan trọng trong việc tìm kiếm dấu hiệu vi phạm CP trong phần lepton. Nguồn vi phạm CP này có thể là một lời giải thích đầy hứa hẹn cho sự bất đối xứng vật chất và phản vật chất trong Vũ Trụ.

Trong thực tế, các thí nghiệm dao động neutrino chủ yếu đo vi phạm đối xứng CP dựa vào các mẫu số liệu xuất hiện của neutrino vị electron (phản neutrino vị electron) từ neutrino vị muon (phản neutrino vị muon) (như các thí nghiệm T2K, NO ν A, Hyper-K,...) hoặc sử dụng các mẫu số liệu biến mất của phản neutrino vị electron trong các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân. Khi đó xác suất xuất hiện của neutrino vị electron từ dao động của neutrino vị muon trong chân không được viết lại như sau:

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= -4 \sum_{i>j} \Re(U_{\mu i}^* U_{ei} U_{\mu j} U_{ej}^*) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \\
&\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\mu i}^* U_{ei} U_{\mu j} U_{ej}^*) \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right). \tag{1.39}
\end{aligned}$$

Xét sự dao động của neutrino chịu ảnh hưởng của yếu tố vật chất do hiệu ứng đường cơ sở dài và mật độ vật chất xung quanh máy dò, khi đó công thức xác suất dao động được đính kèm thêm ảnh hưởng của yếu tố vật chất. Sử dụng tính chất đơn nhất và các phần tử ma trận trộn PMNS trong phương trình 1.32, ta có khai triển cho các thành phần thực và ảo của công thức xác suất.

Khi đó xác suất xuất hiện dao động của $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ trong vật chất là [27]:

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx & 4s_{13}^2 s_{23}^2 c_{13}^2 \sin^2 \Delta_{31} & (1.40) \\
& - 8s_{13}^2 s_{23}^2 c_{13}^2 \frac{a}{\Delta m_{31}^2} (2s_{13}^2 - 1) \sin^2 \Delta_{31} \\
& + 8s_{13}^2 s_{23}^2 c_{13}^2 \frac{aL}{4E} (2s_{13}^2 - 1) \sin \Delta_{31} \cos \Delta_{32} \\
& - 8s_{12} s_{13} s_{23} c_{12} c_{13}^2 c_{23} \sin \delta_{CP} \sin \Delta_{21} \sin \Delta_{31} \sin \Delta_{32} \\
& + 8s_{12} s_{13} s_{23} c_{13}^2 (c_{12} c_{23} \cos \delta_{CP} - s_{12} s_{13} s_{23}) \sin \Delta_{21} \sin \Delta_{31} \cos \Delta_{32} \\
& + 4s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 - 2s_{12} s_{13} s_{23} c_{12} c_{23} \cos \delta_{CP}) \sin^2 \Delta_{21},
\end{aligned}$$

với $\Delta_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$, $a = 2\sqrt{2}G_F n_e E = 7.56 \times 10^{-5} [eV^2] \left(\frac{\rho}{g/cm^3} \right) \left(\frac{E}{GeV} \right)$ là thông số mô tả hiệu ứng vật chất tác động đến quá trình dao động, n_e là mật độ electron của vật chất, ρ là mật độ vật chất của Trái Đất. Đối với các thí nghiệm có đường cơ sở ngắn (ví dụ thí nghiệm với lò phản ứng hạt nhân), hiệu ứng vật chất xảy ra không đáng kể do đó người ta thường bỏ qua các số hạng liên quan đến vật chất khi tính xác suất dao động. Khi đó công thức xác suất dao động trong vật chất trở thành xác suất dao động trong chân không. Tuy nhiên, đối với các thí nghiệm có đường cơ sở dài (NO ν A, DUNE,...), sự đóng góp của các số hạng vật chất là đáng kể. Do đó, phương trình 1.40 là công thức tổng quát cho xác suất xuất hiện dao động của neutrino vị electron từ neutrino vị muon. Đối với phản neutrino, xác suất xuất hiện dao động $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ được rút ra từ phương trình 1.40 bằng cách thay $a \rightarrow -a$, $\delta_{CP} \rightarrow -\delta_{CP}$. Trong phương trình 1.40, số hạng đầu tiên đóng góp đáng kể trong xác suất dao động. Hiệu ứng vật chất được biểu diễn thông qua a và được thể hiện trong các số hạng của dòng thứ 2 và thứ 3 của phương trình 1.40. Các số hạng đó được gọi là các số hạng vật chất. Số hạng ở dòng thứ 4 tỉ lệ thuận với $\sin \delta_{CP}$ được gọi là số hạng vi phạm đối xứng CP vì sự đóng góp của chúng cho xác suất là trái dấu nhau đối với neutrino và phản neutrino. Các số hạng trong dòng 5 chứa $\cos \delta_{CP}$ đóng góp như nhau đối với neutrino và phản neutrino. Do đó các số hạng này được gọi là các số hạng bảo toàn đối xứng CP. Dòng cuối của phương trình 1.40 tỉ lệ $\sin^2 \Delta_{21}$ được gọi là các số hạng neutrino Mặt Trời. Sự đóng góp của chúng là rất ít trong xác suất dao động và do đó thường

được bỏ qua khi xét trong các thí nghiệm dao động neutrino có đường cơ sở dài. Với các thí nghiệm dao động neutrino hiện nay, các mẫu số liệu xuất hiện này là hy vọng duy nhất để cung cấp các thông tin về pha vi phạm đối xứng CP. Tuy nhiên, những thách thức đặt ra là biên độ dao động của các mẫu số liệu xuất hiện là nhỏ đồng thời chúng phụ thuộc vào nhiều tham số dao động cùng lúc $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta_{CP}, \Delta m_{31}^2, \Delta m_{32}^2$ và MH. Như đã nói ở trên, phép đo dao động neutrino là các phép đo về xác suất và giá trị các tham số dao động được suy ra từ các xác suất đó. Tuy nhiên, phép đo xác suất không mô tả duy nhất một bộ giá trị các tham số dao động mà với các bộ giá trị khác nhau thì cho cùng một giá trị xác suất. Điều này được gọi là tính suy biến của các tham số dao động, trong đó mẫu số liệu xuất hiện có độ nhạy cao đối với các suy biến sau [28]:

$$P_{\mu e}(\theta_{13}, \delta_{CP}) = P_{\mu e}(\theta'_{13}, \delta'_{CP}) \quad (1.41)$$

$$P_{\mu e}(\Delta_{31}, \delta_{CP}) = P_{\mu e}(-\Delta_{31}, \delta'_{CP}) \quad (1.42)$$

Do đó, để có phép đo δ_{CP} với độ chính xác cao phụ thuộc vào cách chúng ta xử lý cho phép đo các tham số dao động khác như $\theta_{13}, \Delta m_{31}^2$.

Ngoài ra, các thí nghiệm neutrino với đường cơ sở dài có thể đo chính xác xác suất biến mất $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ và $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$ được biểu diễn như sau [27]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \quad (1.43)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx & 1 + 4s_{23}^2 c_{13}^2 (s_{23}^2 c_{13}^2 - 1) \sin^2 \Delta_{31} \\ & + 4s_{23}^2 c_{13}^2 s_{13}^2 (2s_{23}^2 c_{13}^2 - 1) \frac{2a}{\Delta m_{31}^2} \sin^2 \Delta_{31} \\ & + 4s_{23}^2 c_{13}^2 s_{13}^2 (2s_{23}^2 c_{13}^2 - 1) \frac{a}{\Delta m_{31}^2} \Delta_{31} \sin 2\Delta_{31} \\ & + 4s_{23}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 - 2s_{12}s_{13}s_{23}c_{12}c_{23} \cos \delta_{CP}) \Delta_{21} \sin 2\Delta_{31} \end{aligned} \quad (1.44)$$

Với $\theta_{13} \approx 0, \Delta_{31} \approx \Delta_{32}$, xác suất biến mất của neutrino vị muon được đưa về công thức xấp xỉ như sau:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{32} \quad (1.45)$$

trong đó các mẫu số liệu biến mất chứa các suy biến nội tại sau [28]:

$$P_{\mu\mu}(\theta_{23}) = P_{\mu\mu}(\pi/2 - \theta_{23}) \quad (1.46)$$

$$P_{\mu\mu}(\Delta_{31}) = P_{\mu\mu}(-\Delta_{31}) \quad (1.47)$$

Trong thực nghiệm, các phép đo chủ yếu là đo xác suất dao động bằng phép phân tích các sự kiện thu được, từ đó suy ra giá trị của các tham số dao động. Mặt khác, xác suất là hàm các tham số dao động vì vậy việc xác định chính xác giá trị của các tham số này là mục tiêu của các thí nghiệm dao động neutrino hiện tại và trong tương lai. Các tham số dao động có thể được phân loại thành các nhóm khác nhau và được đo bằng các thí nghiệm khác nhau sử dụng cả nguồn neutrino tự nhiên và nhân tạo.

Các tham số θ_{12} và Δm_{21}^2 có thể được xác định bằng các thí nghiệm neutrino Mặt Trời và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân. Các tham số này được gọi là tham số Mặt Trời. KamLAND là thí nghiệm neutrino đầu tiên đã thực sự xác nhận hiện tượng dao động neutrino Mặt Trời [29] [30] và giải quyết được các vấn đề về neutrino Mặt Trời năm 2002 sau phát hiện sự chuyển hóa ν Mặt Trời từ thí nghiệm SNO năm 2001. Cùng với các thí nghiệm neutrino Mặt Trời khác, KamLAND cho đến nay đã cung cấp các phép đo chính xác nhất cho các tham số này [2]:

$$\Delta m_{21}^2 = 7.50_{-0.20}^{+0.22} \times 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4 \quad (1.48)$$

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.318 \pm 0.01$$

KamLAND có độ nhạy cao đối với phép đo tham số Δm_{21}^2 với độ chính xác 2.7% tại độ tin cậy 1σ , trong khi các thí nghiệm neutrino Mặt Trời khác cung cấp các phép đo $\sin^2 \theta_{12}$ với độ chính xác 5%. Trong tương lai, các thế hệ tiếp nối của các thí nghiệm neutrino như JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) [31] là thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân với đường cơ sở trung bình đặt tại Trung Quốc, bắt đầu đi vào hoạt động từ 2021 được mong đợi có phép đo chính xác hơn cho các tham số này. Dự kiến thời gian hoạt động 6 năm, JUNO có thể đạt được độ nhạy với độ tin cậy 3σ hoặc cao hơn cho khả

năng xác định sự phân bậc khối lượng neutrino và độ chính xác cao hơn 1% cho các tham số Mặt Trời và $|\Delta m_{31}^2|$.

Tham số θ_{13} liên quan đến sự chuyển vị của neutrino vị electron có thể được đo bởi các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân, thí nghiệm neutrino khí quyển và thí nghiệm sử dụng máy gia tốc. θ_{13} có mối quan hệ mật thiết với δ_{CP} thể hiện trong số hạng \mathcal{A}_{CP} ở công thức 1.38. Nếu θ_{13} bằng 0 thì các thí nghiệm dao động neutrino không thể quan sát được sự vi phạm đối xứng CP. Mặc dù θ_{13} có thể được đo bởi các thí nghiệm neutrino khí quyển và thí nghiệm sử dụng máy gia tốc, nhưng nguồn có độ nhạy cao nhất đối với θ_{13} là các mẫu số liệu biến mất của phản neutrino vị electron $\bar{\nu}_e$ trong thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân, trong đó xác suất dao động [27]:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} (c_{12}^2 \sin^2 \Delta_{31} + s_{12}^2 \sin^2 \Delta_{32}) - c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta_{21}. \quad (1.49)$$

Các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân có đường cơ sở ngắn như Double Chooz, RENO, Daya Bay có độ nhạy cao đối với số hạng thứ hai của biểu thức 1.49 và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân có đường cơ sở trung bình như JUNO có độ nhạy cao đối với thành phần thứ ba của biểu thức 1.49.

Với $\Delta m_{21}^2 \ll 1$, $\Delta_{32} \approx \Delta_{31}$, các mẫu phản neutrino vị electron trong các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân đường cơ sở ngắn có thể sử dụng để đo chính xác $\sin^2 2\theta_{13}$ mà không ảnh hưởng bởi δ_{CP} và θ_{23} :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31}. \quad (1.50)$$

Các báo cáo của các thí nghiệm Double Chooz năm 2011 [32], Daya Bay [33] và RENO [34] năm 2012 xác nhận giá trị của θ_{13} là nhỏ và khác 0. Các kết quả phân tích của Double Chooz với lượng dữ liệu cho thời gian chạy 101 ngày thu được giá trị θ_{13} tại độ tin cậy 90%:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041(stat.) \pm 0.030(syst.). \quad (1.51)$$

Mặt khác, RENO là thí nghiệm với đường cơ sở ngắn đã cập nhật kết quả phép đo có độ chính xác cao hơn cho θ_{13} vào năm 2018:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.0896 \pm 0.0048(stat.) \pm 0.0047(syst.). \quad (1.52)$$

Ngoài ra, Daya Bay là thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân nằm tại bờ biển phía Nam của Trung Quốc được thiết kế để xác định và cải thiện độ chính xác của phép đo cho tham số này. Năm 2012, Daya Bay công bố kết quả cho khả năng loại trừ giá trị $\theta_{13} = 0$ tại độ tin cậy 5.2σ cho lượng dữ liệu trong 55 ngày chạy. Với lượng dữ liệu 1958 ngày, Daya Bay đã cập nhật độ chính xác nhất của θ_{13} :

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.0856 \pm 0.0029 \quad (1.53)$$

tương ứng với độ chính xác 3%.

Ta thấy, xác suất là hàm của 3 hiệu bình phương khối lượng Δm_{21}^2 , Δm_{31}^2 và Δm_{32}^2 trong đó chỉ có 2 thành phần độc lập: Δm_{31}^2 , Δm_{21}^2 còn lại thành phần Δm_{32}^2 được biểu diễn thông qua biểu thức liên hệ sau:

$$\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2 \quad (1.54)$$

Với vấn đề thứ tự phân bậc khối lượng neutrino, ta đã biết được $\Delta m_{21}^2 > 0$ suy ra $m_2 > m_1$. Tuy nhiên dấu của Δm_{32}^2 và Δm_{31}^2 vẫn chưa được biết, nên ta chưa biết được rằng liệu $m_3 > m_2 > m_1$ (NH) hay $m_2 > m_1 > m_3$ (IH). Điều này được biết đến như vấn đề phân bậc khối lượng neutrino (MH), một trong các câu hỏi mà các thí nghiệm neutrino đang nỗ lực trong việc tìm kiếm câu trả lời. MH có thể được xác định bởi các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (JUNO và RENO-50), các thí nghiệm sử dụng nguồn neutrino từ máy gia tốc có đường cơ sở dài (T2K, NO ν A, Hyper-K và DUNE) và các thí nghiệm neutrino khí quyển (Super-K, Hyper-K, DUNE). Các phép phân tích dữ liệu từ T2K và NO ν A cho thấy khả năng loại trừ MH là IH đạt đến mức ý nghĩa thống kê là $\Delta\chi^2 \approx 1.5$. Nghiên cứu của chúng tôi trong bài báo [35] về sự kết hợp của T2K-II, NO ν A và JUNO cho thấy MH có thể được giải quyết hoàn toàn và đạt được độ nhạy trên 5σ cho tất cả các giá trị khả dĩ của δ_{CP} .

Ngoài ra, các thí nghiệm neutrino khí quyển và thí nghiệm sử dụng nguồn neutrino từ máy gia tốc có độ nhạy cao đối với phép đo các tham số khí quyển bao gồm θ_{23} và Δm_{32}^2 . T2K và NO ν A đã cập nhật các phân tích dữ liệu cho cả 2 chế độ: lấy số liệu với nguồn neutrino vị muon (ν -mode) và lấy số liệu với nguồn phản neutrino vị muon ($\bar{\nu}$ -mode). Dữ liệu của T2K đã được lấy từ

tháng 1 năm 2010 cho đến cuối năm 2018 với 1.49×10^{21} POT (số proton được bắn lên bia để tạo ra nguồn neutrino. Đại lượng đặc trưng cho số lượng neutrino được tạo ra) cho ν -mode và 1.64×10^{21} POT cho $\bar{\nu}$ -mode. Các kết quả cho thấy giá trị phù hợp nhất của θ_{23} là $\sin^2 \theta_{23} = 0.51_{-0.07}^{+0.06}$ (ν -mode), và $\sin^2 \theta_{23} = 0.43_{-0.05}^{+0.21}$ ($\bar{\nu}$ -mode) [36]. T2K-II là sự tiếp nối của thí nghiệm T2K hiện nay, đến năm 2026 dự định sẽ thu thập được số liệu với 20×10^{21} POT. Với lượng dữ liệu này kết hợp với việc cải tiến nguồn neutrino và các phương pháp phân tích xử lý số liệu cho phép T2K đo pha phá vỡ đối xứng CP với độ nhạy 3σ hoặc cao hơn và các phép đo góc θ_{23} đạt đến độ chính xác cao hơn. Thí nghiệm NO ν A [37] là thí nghiệm neutrino thuộc thế hệ thứ 2 của các thí nghiệm sử dụng nguồn neutrino từ máy gia tốc đặt tại Mỹ với đường cơ sở dài 810km. Với 8.85×10^{20} POT cho ν -mode [38] và 12.33×10^{20} POT cho $\bar{\nu}$ -mode [39], NO ν A báo cáo kết quả phép đo cho $\sin 2\theta_{23} = 0.56_{-0.03}^{+0.04}$. Các kết quả nghiên cứu của chúng tôi trong [35] cho thấy rằng, sự kết hợp của T2K và NO ν A cho độ nhạy cao đối với việc đo chính xác tham số θ_{23} . Hơn thế nữa, các thí nghiệm trong tương lai như thí nghiệm Hyper-K [4] và DUNE [40] có tiềm năng cao trong việc cải thiện phép đo của θ_{23} và đạt độ chính xác cao trong phép đo tham số khối quyển. Trong đề tài này, chúng tôi tập trung vào việc nghiên cứu tiềm năng vật lý của thí nghiệm Hyper-K và DUNE đối với phép đo θ_{23} . Tính chất suy biến của θ_{23} sẽ được thảo luận trong phần sau.

Bảng 1.2: Giá trị các tham số dao động được cập nhật gần đây nhất với trường hợp phân bậc khối lượng thuận (NH) [41].

Tham số	Giá trị phù hợp nhất với sai số $\pm 1\sigma$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.310_{-0.012}^{+0.013}$
$\sin^2 \theta_{13} (\times 10^{-2})$	$2.241_{-0.066}^{+0.067}$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.558_{-0.033}^{+0.020}$
$\delta_{CP} (^\circ)$	222_{-28}^{+38}
$\Delta m_{21}^2 (10^{-5} \text{eV}^2 / c^4)$	$7.39_{-0.20}^{+0.21}$
$\Delta m_{31}^2 (10^{-3} \text{eV}^2 / c^4)$	$2.523_{-0.030}^{+0.032}$

1.2.2. Tính chất góc trộn θ_{23}

Góc trộn lepton θ_{23} được biết là lớn và gần với giá trị cực đại $\theta_{23} \approx \pi/4$. Việc đo chính xác giá trị của tham số này là một trong những mục tiêu của các thí nghiệm dao động neutrino với đường cơ sở dài, nhằm tìm ra những hiểu biết về giá trị chính xác của các tham số dao động và pha vi phạm đối xứng CP trong phần lepton. Nếu giá trị θ_{23} thực sự bằng $\pi/4$, đây là một dấu hiệu tin cậy cho việc tìm ra một số tính chất đối xứng chưa được biết giữa thế hệ lepton thứ 2 và thế hệ lepton thứ 3. Từ biểu thức mối quan hệ giữa các trạng thái dao động và các trạng thái riêng khối lượng trong phương trình 1.31, ta có:

$$\nu_\mu = (-s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta})\nu_1 + (c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta})\nu_2 + (s_{23}c_{13})\nu_3, \quad (1.55)$$

$$\nu_\tau = (s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta})\nu_1 + (-c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta})\nu_2 + (c_{23}c_{13})\nu_3. \quad (1.56)$$

Nếu $\theta_{23} = \pi/4$ thì $s_{23}c_{13} = c_{23}c_{13} = \frac{\sqrt{2}}{2}c_{13}$. Điều này có nghĩa là tại giá trị $\theta_{23} = \pi/4$, sự đóng góp của $U_{\mu 3}$ và $U_{\tau 3}$ đối với trạng thái riêng khối lượng ν_3 là như nhau. Mặt khác, giá trị cực đại của θ_{23} sẽ đưa ra các tính chất đối xứng chưa được biết giữa muon và tau. Tính đối xứng này được thể hiện trong ma trận khối lượng. Xét ma trận trộn U_{PMNS} , khi giá trị $\theta_{23} = \pi/4$ và $\theta_{13} = 0$, khi đó ma trận trộn được viết lại như sau:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -\frac{\sqrt{2}}{2}s_{12} & \frac{\sqrt{2}}{2}c_{12} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{s}s_{12} & -\frac{\sqrt{2}}{2}c_{12} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix}. \quad (1.57)$$

Trong trường hợp neutrino là hạt Majorana và ma trận khối lượng của lepton mang điện tích là chéo hóa được, khi đó ma trận trộn trong phương trình (1.57) được sử dụng để chéo hóa ma trận khối lượng. Nếu ta có ma trận khối lượng có dạng chưa chéo hóa M , khi đó ta có thể đưa M về dạng chéo dưới phép biến đổi sau:

$$M^{diag} = U^\dagger M U \quad (1.58)$$

trong đó $U \equiv U_{PMNS}$. Từ đây suy ra:

$$M = UM^{diag}U^\dagger, \quad (1.59)$$

trong đó dạng ma trận chéo của ma trận khối lượng:

$$M^{diag} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & 0 \\ 0 & M_2 & 0 \\ 0 & 0 & M_3 \end{pmatrix}. \quad (1.60)$$

Từ phương trình 1.57, ta suy ra:

$$U^\dagger = \begin{pmatrix} c_{12} & -\frac{\sqrt{2}}{2}s_{12} & \frac{\sqrt{2}}{2}s_{12} \\ s_{12} & \frac{\sqrt{2}}{2}c_{12} & -\frac{\sqrt{2}}{2}c_{12} \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix}. \quad (1.61)$$

Khi đó, ma trận khối lượng được suy ra dựa vào biểu thức liên hệ , ta thu được:

$$M = \begin{pmatrix} M_1c_{12}^2 + M_2s_{12}^2 & (M_2 - M_1)\frac{c_{12}s_{12}}{\sqrt{2}} & (M_1 - M_2)\frac{c_{12}s_{12}}{\sqrt{2}} \\ (M_2 - M_1)\frac{c_{12}s_{12}}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2}(M_1s_{12}^2 + M_2c_{12}^2 + M_3) & -\frac{1}{2}(M_1s_{12}^2 + M_2c_{12}^2 - M_3) \\ (M_1 - M_2)\frac{c_{12}s_{12}}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2}(M_1s_{12}^2 + M_2c_{12}^2 - M_3) & \frac{1}{2}(M_1s_{12}^2 + M_2c_{12}^2 + M_3) \end{pmatrix} \quad (1.62)$$

Ma trận M có dạng tổng quát:

$$M = \begin{pmatrix} M_{ee} & M_{e\mu} & M_{e\tau} \\ M_{\mu e} & M_{\mu\mu} & M_{\mu\tau} \\ M_{\tau e} & M_{\tau\mu} & M_{\tau\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & -b \\ b & c & d \\ -b & d & c \end{pmatrix}, \quad (1.63)$$

trong đó các thành phần a, b, c, d tương ứng với các yếu tố trong ma trận 1.62. Từ ma trận khối lượng ta thấy $M_{\mu\tau} = M_{\tau\mu}$ và $M_{\mu\mu} = M_{\tau\tau}$, điều này thể hiện tính đối xứng giữa $\mu - \tau$. Do đó việc đo chính xác θ_{23} là một công việc quan trọng.

Trong thực nghiệm, để xác định giá trị của góc θ_{23} người ta dựa vào việc đo xác suất biến mất của neutrino vị muon $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ hoặc xác suất xuất

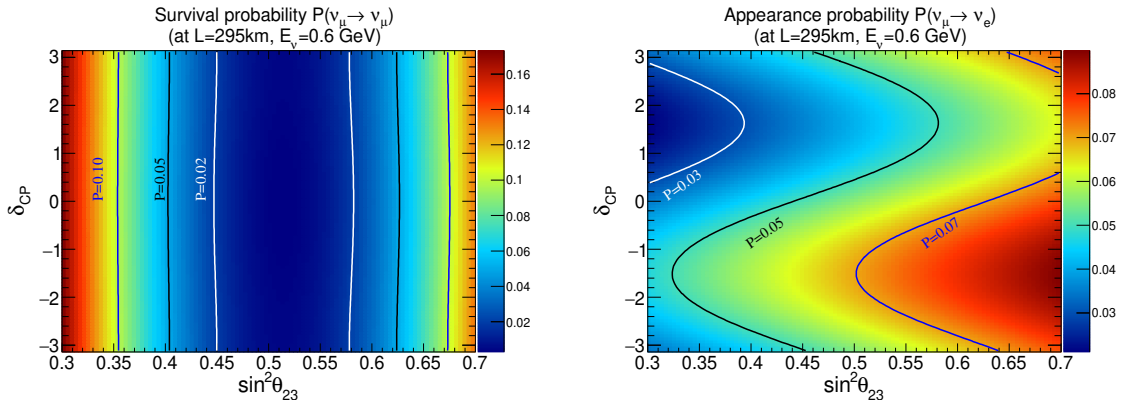
hiện của neutrino vị electron từ neutrino vị muon $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$. Từ công thức xấp xỉ của $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ trong phương trình 1.45 ta thấy, xác suất biến mất tỉ lệ thuận với $\sin^2 2\theta_{23}$ hay nói cách khác, các thí nghiệm dao động neutrino có khả năng đo chính xác $\sin^2 2\theta_{23}$ từ việc đo $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$. Từ đây ta suy ra giá trị của $\sin^2 \theta_{23}$ sẽ được xác định thông qua $\sin^2 2\theta_{23}$ theo công thức sau:

$$\sin^2 2\theta_{23} = 1 - \cos^2 2\theta_{23} = 1 - (1 - 2\sin^2 \theta_{23})^2 \quad (1.64)$$

Nếu $\theta_{23} \neq \pi/4$, ta có hai giá trị cho $\sin^2 \theta_{23}$:

$$\sin^2 \theta_{23} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_{23}} \right) \quad (1.65)$$

Dựa vào biểu thức trên ta thấy, việc chỉ sử dụng xác suất biến mất không thể biết được chính xác liệu $\sin^2 \theta_{23} > 0.5$ hay $\sin^2 \theta_{23} < 0.5$ vì chúng cho cùng một giá trị xác suất $P_{\mu\mu}(\theta_{23}) = P_{\mu\mu}(\pi/2 - \theta_{23})$ (hình 1.2 trái). Tính chất này được gọi là tính suy biến nội tại của θ_{23} trong các mẫu số liệu biến mất hay còn gọi là tính chất “góc bát phân” của θ_{23} trong đó góc bát phân θ_{23} được xác định là tập các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$ có tính chất suy biến nói trên. Với các giá trị $\sin^2 \theta_{23} > 0.5$, ta gọi các giá trị đó thuộc vùng có góc bát phân lớn hơn $\pi/4$, và vùng vị trí góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$ với các giá trị $\sin^2 \theta_{23} < 0.5$.



Hình 1.2: Xác suất dao động và sự suy biến $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$. Hình trái mô tả xác suất biến mất $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, hình phải mô tả xác suất xuất hiện $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Mặt khác, xác suất xuất hiện neutrino vị electron từ neutrino vị muon lại có độ nhạy cao đối với sự suy biến của θ_{23} , do đó có thể xác định vị trí

góc bất phân θ_{23} với độ chính xác cao dựa vào các mẫu số liệu xuất hiện này. Tuy nhiên, sự suy biến này không phải là suy biến nội tại mà bị ảnh hưởng bởi sự kết hợp của các thông số khác nhau [28]:

$$P_{\mu e}(\theta_{23}, \theta_{13}, \delta_{CP}) = P_{\mu e}(\pi/2 - \theta_{23}, \theta'_{13}, \delta'_{CP}) \quad (1.66)$$

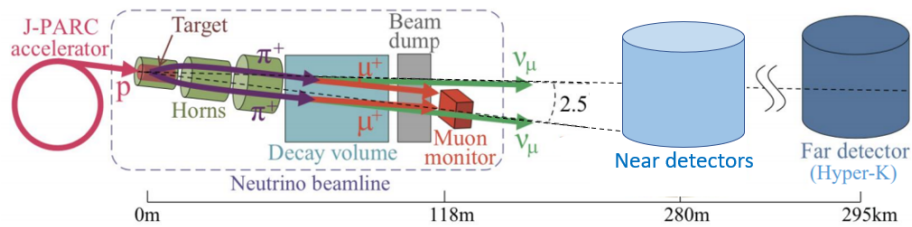
$$P_{\mu e}(\theta_{23}, \Delta_{31}, \delta_{CP}) = P_{\mu e}(\pi/2 - \theta_{23}, -\Delta_{31}, \delta'_{CP}) \quad (1.67)$$

Do đó, việc giải quyết tính suy biến của $\theta_{13} - \delta_{CP}$ và $\Delta_{31} - \delta_{CP}$ có khả năng cải thiện độ nhạy của các mẫu số liệu xuất hiện đối với khả năng xác định chính xác vị trí góc bất phân θ_{23} . Đối với suy biến $\theta_{13} - \delta_{CP}$, các kết quả cho thấy thí nghiệm Lò phản ứng hạt nhân có thể đo chính xác $\sin^2 2\theta_{13}$ từ mẫu số liệu biến mất của phản neutrino vị electron (công thức 3.2) mà không phụ thuộc vào δ_{CP} và sự suy biến của θ_{23} . Điều này sẽ làm giảm các sai số liên quan đến θ_{13} đối với sự suy biến góc bất phân. Do đó, việc ràng buộc θ_{13} từ thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân cải thiện được tính suy biến của $\theta_{13} - \delta_{CP}$ dựa vào mối quan hệ của hai tham số này. Từ đó cải thiện độ chính xác trong phép đo tham số khí quyển θ_{23} . Ngoài ra, các thí nghiệm dao động neutrino sử dụng máy gia tốc có khả năng đạt được độ nhạy cao trong phép đo $\delta_{CP}, \theta_{23}, \Delta m_{31}^2$ và vì thế sẽ cải thiện được độ suy biến của phép đo $\Delta_{31} - \delta_{CP}$ và $\theta_{13} - \delta_{CP}$, từ đó cải thiện độ nhạy của góc bất phân θ_{23} một cách đáng kể. Hay nói cách khác, chúng tôi mong đợi rằng sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân và các thí nghiệm neutrino sử dụng máy gia tốc có tiềm năng cải thiện suy biến θ_{23} từ các mẫu số liệu xuất hiện. Hình 1.2 (phải) mô tả tính chất suy biến của δ_{CP} và $\sin^2 \theta_{23}$ trong các mẫu số liệu xuất hiện. Do đó, nếu $\sin^2 \theta_{23}$ được xác định chính xác thì điều này sẽ góp phần cải thiện độ nhạy trong phép đo pha phá vỡ đối xứng CP trong phần hạt lepton.

Chương 2. THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE

2.1. GIỚI THIỆU THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE

Thí nghiệm dao động neutrino với đường cơ sở dài đóng vai trò quan trọng trong việc nghiên cứu vi phạm đối xứng CP trong phần lepton, là bằng chứng gián tiếp cho dấu hiệu bất đối xứng giữa vật chất và phản vật chất trong Vũ Trụ. Thí nghiệm Hyper-Kamiokande (Hyper-K) [4] là thế hệ thứ 3 của các thí nghiệm neutrino sử dụng máy gia tốc được xây dựng tại Nhật Bản sau thí nghiệm T2K, đã được khởi công xây dựng từ 2020 và dự kiến bắt đầu hoạt động từ năm 2027. Kết cấu của thí nghiệm bao gồm ba phần chính: Khu liên hợp nghiên cứu máy gia tốc proton Nhật Bản J-PARC, bộ dò gần và bộ dò xa hình 2.1.



Hình 2.1: Kết cấu chung của thí nghiệm Hyper-K.

Hyper-K hoạt động như một máy dò xa sử dụng chùm neutrino vị muon (phản neutrino vị muon) từ J-PARC. Sau đó, các neutrino được đo lần đầu bởi bộ máy dò gần trước khi gửi đến máy dò xa (hình 2.1). Bằng cách so sánh thông tin giữa các máy dò gần và máy dò xa, thông tin dao động được trích xuất. Hệ thống các bộ dò của thí nghiệm Hyper-K được cải tiến so với thí

thí nghiệm T2K với mục tiêu đến 2027, thí nghiệm Hyper-K sẽ thu được lượng dữ liệu gấp 20 lần so với dữ liệu hiện tại của T2K. Thí nghiệm Hyper-K sẽ là một thí nghiệm nghiên cứu đầy triển vọng trong thời gian tới với rất nhiều khám phá vật lý đang được chờ đợi.

2.1.1. Đường chùm tia neutrino cho thí nghiệm Hyper-Kamiokande

Khu liên hợp J-PARC bao gồm một máy gia tốc tuyến tính (LINAC) như một hệ thống phun, máy gia tốc tròn - Rapid Cycling Synchrotron (RCS) và máy gia tốc tròn chính - Main Ring synchrotron (MR). Để tạo ra chùm neutrino cường độ cao hơn, công suất máy gia tốc J-PARC sẽ được nâng cấp từ 500 kW ở thời điểm hiện tại lên 1.3 MW vào năm 2026. Các proton với năng lượng 30 GeV từ máy gia tốc bắn vào bia làm bằng than chì dài 91 cm và tạo ra các hạt mang điện tích chủ yếu là pion và kaon. Những hạt pion và kaon mang điện tích này sau đó được hội tụ bởi một hệ thống 3 siêu nam châm điện hình sừng gọi là các "*horn*" trước khi chúng được phân rã thành các muon và neutrino ở buồng phân rã dài 96m. Các cực của dòng điện trong ống điện từ xác định hạt điện tích nào được hội tụ, cho phép tạo ra các chùm tia neutrino hoặc phản neutrino tương ứng. Khi đặt chiều của dòng điện ở hệ thống *horn* theo hướng của chùm tia, những hạt pion và kaon có điện tích dương sẽ được hội tụ và phân rã thành các hạt neutrino, ta gọi đây là ν -mode. Ngược lại, $\bar{\nu}$ -mode có thể thu được bằng cách đổi chiều dòng điện. Khi cường độ dòng điện ở hệ thống *horn* càng lớn, càng nhiều neutrino (hay phản neutrino) được tạo thành. Hệ thống *horn* trong thí nghiệm Hyper-K sẽ được nâng cấp với cường độ dòng điện 320 kA nhằm thu được nhiều dữ liệu hơn. Các neutrino vị muon được tạo ra bởi sự phân rã của các pion và kaon tích điện dương:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.1)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.2)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0, \quad (2.3)$$

trong khi các phản neutrino vị muon được tạo ra từ các phân rã của pion và kaon tích điện âm:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.4)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.5)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \pi^0. \quad (2.6)$$

Tuy nhiên, nguồn neutrino chủ yếu là từ sự phân rã của π^\pm . Hầu hết μ^\pm được dừng lại trong bể hấp thụ (beam dump) nằm ở cuối buồng phân rã và $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ từ phân rã μ^\pm đóng góp nhỏ hơn 1 % vào tổng thông lượng neutrino ở năng lượng 0.6GeV. Các chùm neutrino có thể được kiểm soát, giám sát một cách gián tiếp bằng cách nghiên cứu các thuộc tính của muon trong các hệ điều khiển muon (muon monitor) được đặt ngay phía sau của bể hấp thụ. Chùm neutrino ngay sau khi được tạo ra (chưa dao động) sẽ được đo đạc bởi máy dò gần. Sau đó chúng sẽ tiếp tục chuyển động trong không gian và dao động. Tại khoảng cách khoảng 295 km, các trạng thái neutrino sau khi dao động được đo bởi máy dò xa. Bộ dò xa được đặt ở vị trí lệch trục 2.5° so với hướng chùm tia để tạo ra phổ năng lượng hẹp có dao động cực đại tại đỉnh 600 MeV với đường cơ sở 295km. Sơ đồ thí nghiệm Hyper-K với đường chùm tia neutrino, các hệ thống máy gia tốc và máy dò được mô tả trên hình 2.1.

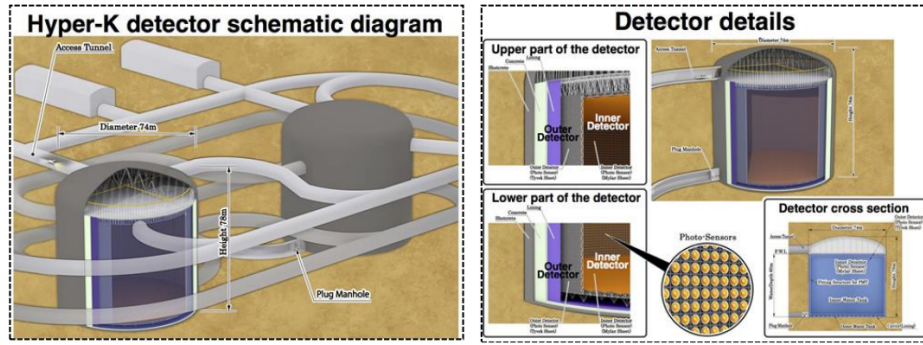
2.1.2. Bộ dò của thí nghiệm Hyper-Kamiokande

Bộ dò của thí nghiệm Hyper-K bao gồm hệ thống bộ dò gần và bộ dò xa. Bộ dò gần của thí nghiệm Hyper-K được sử dụng để đo thông lượng và tiết diện tán xạ neutrino, các tương tác của neutrino với vật chất. Qua đó có thể tiên đoán và hiệu chỉnh lượng neutrino có thể đến được bộ dò xa. Thí nghiệm Hyper-K dự định tiếp tục sử dụng bộ dò gần của thí nghiệm T2K [42]. Tuy nhiên, cần có sự nâng cấp và phát triển một bộ dò gần riêng nhằm giảm các nguồn sai số từ thông lượng neutrino và tiết diện tán xạ để tăng tỉ lệ sự kiện quan sát trong bộ dò xa và thu được lượng dữ liệu cao hơn. Các phân tích của thí nghiệm T2K cho thấy các nguồn sai số chủ yếu do sự khác biệt của

vật liệu bia giữa bộ dò gần và bộ dò xa và bởi sự giới hạn của vùng thu nhận trong bộ dò gần ND280. Cụ thể, bia của bộ dò ND280 hầu hết là hydrocacbon (CH) trong khi bia của bộ dò xa Super-K (Hyper-K) là nước. Do đó, để giảm thiểu các sai số hệ thống không mong muốn, WAGASCI (bộ dò neutrino dùng nước và chất phát quang nhấp nháy) được xây dựng ở tầng B2 của toà nhà bộ dò gần ở vị trí góc lệch trục 1.5° . Mục đích chính của bộ dò WAGASCI là để đo tỉ số tiết diện tán xạ dòng tích điện (CC) giữa bia nước và CH với độ chính xác tốt hơn 3%. Đồng thời, WAGASCI dùng để đo các kênh tương tác CC khác nhau của neutrino và bia với độ chính cao và vùng thu nhận lớn đến 4π . Hơn thế nữa, bộ dò gần Cherenkov chứa nước (WC) có thể được sử dụng trong thí nghiệm Hyper-K để đo trực tiếp tiết diện tán xạ neutrino trong nước với cùng vùng thu nhận như ở máy dò xa mà không cần các phép phân tích loại bỏ các tín hiệu nhiễu. WC cho phép ta thu được tín hiệu từ các mẫu $\nu_\mu - CC, \nu_e - CC$ và các mẫu tín hiệu từ tương tác dòng trung hòa $NC\pi^0$. Tỉ lệ giữa các mẫu $CC\pi^0$ và các sản phẩm kaon trong các tương tác neutrino được xem như các tín hiệu nhiễu cho các nghiên cứu phân rã nucleon. Ngoài ra, thí nghiệm Hyper-K dự định xây dựng bộ dò Cherenkov trung gian (IWCD) chứa ~ 600 tấn nước và sẽ được xây dựng tại khoảng cách ~ 1 km từ nguồn neutrino. Đồng thời, Gadolinium được hòa tan trong nước để tăng khả năng bắt các neutron trong nước. Mục đích của IWCD là đo phổ năng lượng tại các vị trí lệch trục khác nhau trong khoảng $1^\circ - 4^\circ$ để kiểm soát các vị trí lệch trục của chùm tia neutrino. Chi tiết các dự án xây dựng cho bộ dò gần có thể tham khảo tại [4]. Với sự nâng cấp của bộ dò gần, thí nghiệm Hyper-K hy vọng sẽ thu được lượng neutrino lớn trong bộ dò xa và tăng lượng dữ liệu thu nhận được.

Hyper-K hoạt động như một bộ dò xa, sử dụng công nghệ máy dò Cherenkov để phát hiện các tương tác của neutrino và khả năng phân rã của proton và neutron liên kết. Bộ dò Hyper-K được thiết kế dựa trên bộ dò Super-K hiện có, tuy nhiên bộ dò Hyper-K được cải tiến về các thông số kĩ thuật và các thiết bị đo với hy vọng thu được nhiều dữ liệu cho các kết quả đo với độ chính xác cao. Bộ dò Hyper-K nằm cách bộ dò Super-K 8km về

phía Nam thuộc Mỏ Tochibora của công ty khai thác và luyện kim Kamioka, gần thị trấn Kamioka ở tỉnh Gifu, Nhật Bản (và dự định xây dựng một bộ dò Cherenkov khác được đặt tại Hàn Quốc cách J-PARC 1000km). Đường chùm tia neutrino ở J-PARC được thiết kế để bộ dò Super-K hiện có và bộ dò Hyper-K có cùng góc lệch trục. Bộ dò Hyper-K nằm sâu trong lòng đất dưới một lớp đá dày 650m dưới đỉnh Nijuugo để che chắn khỏi các tia vũ trụ và do đó cho phép giảm thiểu được các tín hiệu nhiễu đến từ môi trường bên ngoài. Cấu hình của bộ dò được thể hiện trên hình 2.2.



Hình 2.2: Cấu hình bộ dò xa của thí nghiệm Hyper-K [4].

Thiết kế cho mỗi bộ dò xa là một bể hình trụ, có chiều cao 60 m và đường kính 74 m chứa 258000 tấn nước siêu sạch (gấp ~ 8.4 lần thể tích nước của Super-K). Bể nước bao gồm hai phần là phần bên trong Inner detector (ID) và phần bên ngoài Outer detector (OD) ngăn cách bởi vùng không nhạy sáng có bề dày 60cm. ID có dạng hình trụ với đường kính 70,8 m, chiều cao 54,8 m và có khoảng 40000 đèn nhân quang điện (PMT) cực nhạy sáng có đường kính 50 cm được lắp đặt trên thành bể với độ bao phủ 40%. Tại đây, các neutrino đến tương tác với các hạt nhân của nước tạo ra các hạt mang điện tích bao gồm muon và electron. Neutrino vị muon tạo ra muon và neutrino vị electron tạo ra electron thông qua quá trình tán xạ giả đàn hồi:

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p, \quad (2.7)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n, \quad (2.8)$$

$$\nu_e + n \rightarrow e^{-} + p, \quad (2.9)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (2.10)$$

Các hạt mang điện này khi đi qua môi trường nước có vận tốc lớn hơn vận tốc ánh sáng trong môi trường nước sẽ tạo ra các tín hiệu quang Cherenkov và được thu nhận bởi các PMT được lắp đặt trên thành của bộ dò. Bộ dò Hyper-K sử dụng các PMT loại mới R12860 của Hamamatsu có độ phân giải thời gian tốt hơn và hiệu suất là 24% gấp đôi so với các PMT R3600 được sử dụng trong bộ dò Super-K. Các PMT cực nhạy này có khả năng phát hiện ánh sáng Cherenkov rất yếu được tạo ra do tương tác của neutrino với hạt nhân trong nước và khuếch đại các tín hiệu liên quan đến các tương tác neutrino. Phần thể tích hiệu dụng (FV) được xác định là thể tích bên trong ID và cách bề mặt ID 1,5 m, có thể tích 187000 tấn gấp hơn 8 lần so với thể tích hiệu dụng của Super-K. Trên bề mặt của OD được lắp đặt bởi khoảng 6700 PMT có đường kính 20 cm hướng ra ngoài. Mật độ số lượng PMT ở OD là khoảng $1PMT/3m^2$, bằng một phần sáu số lượng PMT trong ID. Mục đích của OD là để xác định các sự kiện xảy ra trong bộ dò là xuất phát từ bên trong bộ dò hay từ bên ngoài đi vào, từ đó loại bỏ các sự kiện không phải xảy ra từ bên trong bộ dò. Do đó, giúp hạn chế các tín hiệu nhiễu từ bên ngoài khi đi vào trong phần ID.

2.1.3. Tiềm năng vật lý của thí nghiệm Hyper-Kamiokande

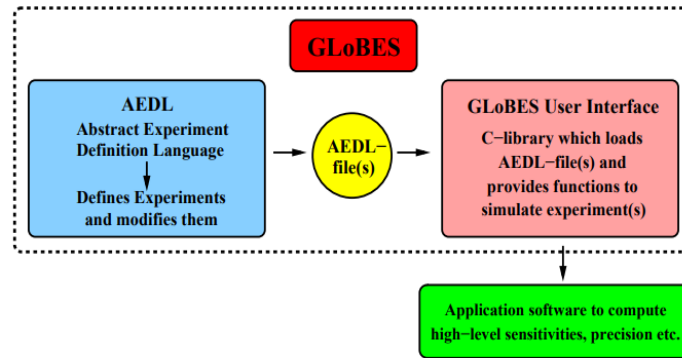
Bộ dò xa Hyper-K sẽ là bộ dò Cherenkov lớn nhất thế giới với lượng dữ liệu lớn. Hyper-K sẽ vừa là kính hiển vi dùng để quan sát các hạt cơ bản, vừa là kính thiên văn dùng để nghiên cứu Mặt Trời và các siêu tân tinh thông qua hạt neutrino. Thí nghiệm Hyper-K nhằm mục đích làm sáng tỏ lý thuyết Thống Nhất, giải thích sự hình thành và tiến hóa của Vũ Trụ thông qua việc tìm kiếm sự phân rã proton, dấu hiệu vi phạm đối xứng CP và quan sát các hạt neutrino từ các vụ nổ siêu tân tinh. Mục tiêu mà thí nghiệm hướng đến là cung cấp các phép đo với độ chính xác cao nhất có thể về vi phạm đối xứng CP trong phần lepton, có thể giải thích được sự bất đối xứng baryon trong Vũ Trụ. Dự kiến đến năm 2027, với 2.7×10^{22} POT cho cả ν -mode và

$\bar{\nu}$ -mode trong thời gian hoạt động 10 năm, Hyper-K mong đợi có thể loại giá trị của δ_{CP} có $\sin \delta_{CP} = 0$ với mức ý nghĩa thống kê đến độ tin cậy 8σ tại $\delta_{CP} = -\pi/2$. Nó cũng sẽ là một bộ dò có khả năng quan sát neutrino khí quyển và neutrino từ các nguồn bên ngoài Trái Đất với độ nhạy vượt xa so với bộ dò Super-K trước đó. Các neutrino trong khí quyển sẽ cho phép xác định thứ tự phân bậc khối lượng neutrino và các phép đo θ_{23} với độ chính xác cao. Sai số mong đợi tại độ tin cậy 1σ cho $\sin^2 \theta_{23}$ là 0.017(0.006) ứng với $\sin^2 \theta_{23} = 0.5(0.45)$ và sai số trong phép đo Δm_{32}^2 là dưới 1% [4].

2.2. MÔ PHỎNG THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE VỚI GLoBES

2.2.1. Phần mềm mô phỏng GLoBES

GLoBES (được viết tắt của “*General Long-Baseline Experiment Simulator*”) [43] là một công cụ phần mềm linh hoạt được sử dụng để mô phỏng và phân tích các thí nghiệm dao động neutrino với đường cơ sở dài, sử dụng mô hình dao động ba trạng thái vị của neutrino. Gói phần mềm này được tách thành hai phần như trên hình 2.3.



Hình 2.3: Cấu hình chương trình GLoBES [43].

Đầu tiên là ngôn ngữ dùng để mô tả thí nghiệm được xác định trong một tệp gọi là AEDL (được viết tắt của “*Abstract Experiment Definition Language*”) cho phép mô tả hầu hết các thí nghiệm đường cơ sở dài và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân. Tệp AEDL chứa các thông tin cơ bản mô tả thí

thí nghiệm bao gồm: tiết diện tán xạ, thông lượng neutrino, hàm phân giải năng lượng, các loại tương tác được xác định dưới dạng các kênh, các thông số kỹ thuật cho máy dò, hiệu suất tín hiệu gốc, tín hiệu nhiễu và các sai số thống kê,... Các thông tin dữ liệu có thể được cập nhật sẵn từ bên ngoài hoặc được cung cấp và hiệu chỉnh bởi người sử dụng để có được mô phỏng gần nhất với thí nghiệm thực. Phần thứ hai cung cấp thư viện C để xử lý các thông tin thí nghiệm được xác định trong tệp AEDL nhằm cung cấp các thông tin cần thiết cho người dùng bao gồm xác suất dao động, tỷ lệ sự kiện và giá trị χ^2 cho tất cả các kênh dao động trong một thí nghiệm nhất định hoặc sự kết hợp giữa các thí nghiệm khác nhau. χ^2 là đại lượng đặc trưng cho mức ý nghĩa thống kê đối với một phép đo được tính theo công thức:

$$\chi^2 = \sum \frac{(O - E)^2}{E} \quad (2.11)$$

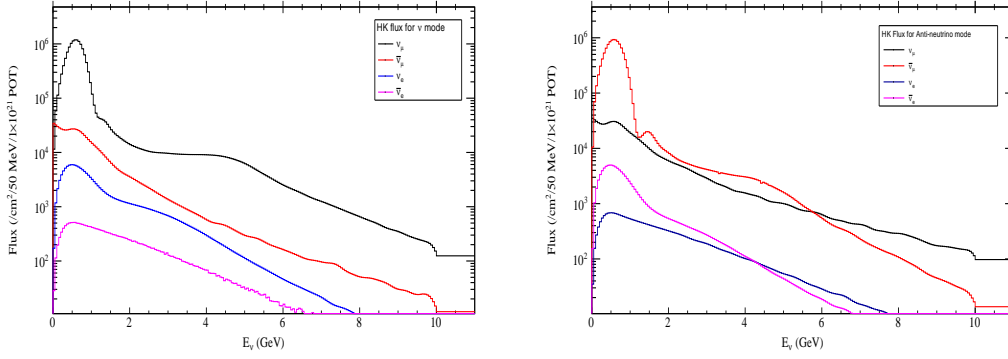
với E là giá trị kỳ vọng, O là giá trị quan sát được. Trong thực nghiệm, χ^2 là giá trị để đo sự sai khác giữa một phổ ta chọn là giá trị thật và một phổ ta chọn là giá trị kiểm tra. χ^2 càng nhỏ thì các phổ này càng khớp với nhau. Khi đó mức ý nghĩa thống kê của một phép đo (σ) sẽ được xác định là $\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2}$ với $\Delta\chi^2$ là độ chênh lệch của giá trị χ^2 so với giá trị χ^2 nhỏ nhất. σ càng lớn, mức ý nghĩa thống kê càng lớn và ngược lại. Tính năng này được ứng dụng trong nghiên cứu độ nhạy của các phép đo, độ chính xác của các tham số dao động,... Thư viện GLoBES còn cung cấp các công cụ thực hiện mô phỏng các dao động của vật chất với các cấu hình mật độ vật chất tùy ý và tính toán các sai số của các tham số dao động. Tính năng quan trọng nhất của GLoBES là nó có thể cung cấp các công cụ toán học hữu ích để thu các giá trị hình chiếu của χ^2 , là một hàm của tất cả các tham số dao động, lên bất kỳ không gian con nào của các tham số bằng cách thu nhỏ cục bộ. Ví dụ, các phép chiếu giá trị χ^2 lên trục $\sin^2 \theta_{23}$ hay mặt phẳng $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$, hoặc các mặt phẳng đa chiều, cho phép ta xác định sai số của phép đo các tham số dao động hay mối quan hệ suy biến của các tham số. Ngoài ra, tất cả các tham số dao động có thể được giữ tự do để khoanh vùng các nghiệm suy biến về mặt số học. Đây là một tính năng rất cần thiết trong việc phân tích phép đo các tham số, đặc

biệt là trong thí nghiệm dao động neutrino với đường cơ sở dài.

GLOBES cho phép mô phỏng các thí nghiệm với các nguồn neutrino, trong đó mỗi thí nghiệm được giả định chỉ có một nguồn neutrino, giống như các thí nghiệm sử dụng nguồn neutrino từ máy gia tốc và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân. Do đó, nó không thể mô tả các hiệu ứng hình học của nguồn phân bố liên tục, chẳng hạn như trong trường hợp Mặt Trời hoặc khí quyển và các nguồn có sự phụ thuộc đáng kể vào thời gian (ví dụ các thí nghiệm siêu tân tinh). GLOBES được sử dụng phổ biến trong mô phỏng các thí nghiệm dao động neutrino để khảo sát phép đo các tham số dao động như các thí nghiệm MINOS, T2K, NO ν A, JUNO,... Trong nghiên cứu này, chúng tôi sử dụng GLOBES cho mô phỏng thí nghiệm Hyper-K và khảo sát độ nhạy đối với phép đo các tham số dao động trong thí nghiệm.

2.2.2. Chi tiết thiết lập mô phỏng thí nghiệm Hyper-Kamiokande

Phần mềm mô phỏng các thí nghiệm đường cơ sở dài GLOBES [43–45] được sử dụng để mô phỏng thí nghiệm Hyper-K và tính toán mức ý nghĩa thống kê cho độ nhạy của các phép đo. Trong mô phỏng thí nghiệm Hyper-K, 4 mẫu dữ liệu mô phỏng được sử dụng cho mỗi quy tắc bao gồm: các mẫu số liệu biến mất của ν_μ và các mẫu số liệu xuất hiện của ν_e xét trong cả ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$). Thông lượng sử dụng từ tệp dữ liệu ngoài được cung cấp bởi thí nghiệm này cho cả ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode được mô tả như hình 2.4. Dữ liệu thông tin tiết diện tán xạ cho thí nghiệm xét cho các vùng năng lượng thấp được đưa ra tại [46] và trong vùng năng lượng cao [47]. Với công suất chùm proton 1,3MW tạo ra các proton với năng lượng 30GeV, tương ứng với mỗi năm số proton được sử dụng để tạo chùm neutrino là 2.7×10^{22} POT. Trong đó, 2.7×10^{22} POT được chia theo tỉ lệ 1:3 tương ứng với tỉ lệ thời gian chạy máy 2.5 năm và 7.5 năm với lượng dữ liệu cho ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode.



Hình 2.4: Thông lượng neutrino sử dụng trong mô phỏng thí nghiệm Hyper-K cho ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải).

Với: $\Delta E = 0.05\text{GeV}$, $A = 1\text{cm}^2$, $L = 295\text{km}$, $m_u = 187\text{kton.}$, ta có:

- Khối lượng mol của H_2O là 18g.
- 187kton nước có $\frac{187 \cdot 10^9}{18} * 6.022 * 10^{23} = 6.256188889 \times 10^{33}$ nguyên tử.
- Mỗi nguyên tử H_2O có 10 proton (8 proton liên kết và 2 proton tự do).
- Do đó số proton có trong 187kton nước là: $\tau = 6.256188889 \times 10^{34}$
- Suy ra $\frac{\tau}{m_u} = 3.345555556 \times 10^{32}$

Giả sử thời gian chạy trong một năm là 10^7s , khi đó:

$$\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_u} = \frac{30\text{GeV} \times 10^{21}\text{POTy}^{-1}}{10^7\text{s}} \times (\text{MWy}^{-1})^{-1} = 0.48$$

Thay các giá trị trên vào phương trình 3.42, ta thu được hệ số chuẩn hóa là: $@norm = 1.166454216$ tương ứng với số proton trên bia là 10^{21} POT cho (2.5+7.5) năm trong ($\nu + \bar{\nu}$) modes. Xét tổng số lượng proton được sử dụng để tạo ra chùm neutrino là $2.7 \times 10^{22}\text{POT}$ và điều chỉnh giá trị của $@norm$ để đạt được phổ tỉ lệ sự kiện như trong mô phỏng MC của thí nghiệm [4], ta thu được giá trị cố định $@norm = 39.0104$. Các thông số khác được sử dụng để thiết lập mô phỏng cho thí nghiệm Hyper-K được tóm tắt trong bảng 2.1. Các câu lệnh mô tả các thông tin thiết lập cho thí nghiệm Hyper-K được tham khảo ở phụ lục A. Các hàm phân giải năng lượng cho các tương tác được

xác định và hiệu chỉnh để có được sự phù hợp của mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K chuẩn đã được công bố ở tài liệu [4] trong tiềm năng vật lý của các phép đo (phụ lục B).

Bảng 2.1: Thông số kỹ thuật trong thiết lập thí nghiệm Hyper-K

Thông số	Giá trị
• Đường cơ sở	295 km
• Mật độ vật chất [48]	2.6 g/cm^3
• Thời gian chạy	2.5 (7.5) năm trong ν ($\bar{\nu}$) mode
• Tổng số proton được sử dụng để tạo chùm neutrino	2.7×10^{22} POTs
• Công suất chùm proton	1.3 MW
• Khối lượng máy dò	187 kton
• Các sai số hệ thống	@signalerror = 0.05 : 0.025 @backgrounderror = 0.1 : 0.025
• Độ phân giải năng lượng	$7.5\% \times \sqrt{E(\text{GeV})}$ (CCQE) $20\% \times \sqrt{E(\text{GeV})}$ (CC nonQE) $3\% \times \sqrt{E(\text{GeV})}$ (NC)
• Cửa sổ năng lượng	0.1-1.3 GeV (Mẫu số liệu xuất hiện) 0.2-5.05 GeV (Mẫu số liệu biến mất)
• Độ rộng của mỗi bin	0.05 GeV/bin (Mẫu số liệu xuất hiện) 0.1 GeV/bin (Mẫu số liệu biến mất)

Trong thí nghiệm Hyper-K, cực đại dao động đầu tiên xảy ra tại năng lượng ~ 0.6 GeV và các sự kiện neutrino được tạo ra chủ yếu từ sự đóng góp của tương tác giả đàn hồi dòng mang điện (CCQE). Với các mẫu số liệu xuất hiện (biến mất) của ν_μ , các tín hiệu gốc được tạo ra tương ứng từ $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$) CCQE cho ν -mode và $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$) CCQE cho $\bar{\nu}$ -mode. Trong các mẫu số liệu xuất hiện, các thành phần nội tại $\nu_e/\bar{\nu}_e$ từ nguồn neutrino, các thành phần ngược dấu như $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) trong ν -mode

($\bar{\nu}$ -mode) tương ứng và các sự kiện từ tương tác của dòng trung hòa (NC) thiết lập nên các thành phần của tín hiệu nhiễu. Trong các mẫu số liệu biến mất, các thành phần của tín hiệu nhiễu đến từ tương tác dòng mang điện không phải giả đàn hồi (CC-nonQE), và tương tác NC của $\bar{\nu}_\mu$. Các thông số hiệu suất cho mỗi kênh tương tác tương ứng với các thành phần của tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu được xác định là tỉ số của các sự kiện tìm thấy trong mẫu dữ liệu so với tổng các tương tác được mô phỏng và được cho là sẽ xảy ra trong máy dò. Bảng 2.2 và 2.3 tóm tắt các thông số hiệu suất lần lượt sử dụng cho các mẫu số liệu xuất hiện và mẫu số liệu biến mất xét trong cả ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode. Các thông số này được đưa ra dựa trên mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K chuẩn [4] và được điều chỉnh để có được sự phù hợp giữa tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng GLoBES và mô phỏng Monte Carlo (MC) của thí nghiệm Hyper-K.

Bảng 2.2: Hiệu suất phát hiện (%) cho các tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu trong các mẫu số liệu xuất hiện. Xét trong trường hợp phân bậc khối lượng thuận và $\delta_{CP} = 0$.

Các mẫu	ν -mode (%)	$\bar{\nu}$ -mode (%)
$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	61.6	43.59
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	45.8	68.58
ν_μ CC	0.076	0.02
$\bar{\nu}_\mu$ CC	0.0	0.02
ν_e CC	23.56	12.98
$\bar{\nu}_e$ CC	12.12	29.62
NC	0.32	0.45

Bảng 2.3: Hiệu suất phát hiện (%) cho các tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu trong các mẫu số liệu biến mất. Xét trong trường hợp phân bậc khối lượng thuận và $\delta_{CP} = 0$.

Các mẫu	ν -mode (%)	$\bar{\nu}$ -mode (%)
ν_μ CCQE	69.69	67.39
ν_μ CC non-QE	15.69	15.24
$\bar{\nu}_\mu$ CCQE	73.21	73.06
$\bar{\nu}_\mu$ CC non-QE	40.56	41.54
ν_e CC	0.42	0.08
$\bar{\nu}_e$ CC	0.06	0.30
NC	1.13	1.39
$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	1.02	0.46

Giá trị các tham số dao động được sử dụng để mô phỏng thí nghiệm Hyper-K giống với giá trị các tham số được sử dụng trong mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K chuẩn [4] (bảng 2.4).

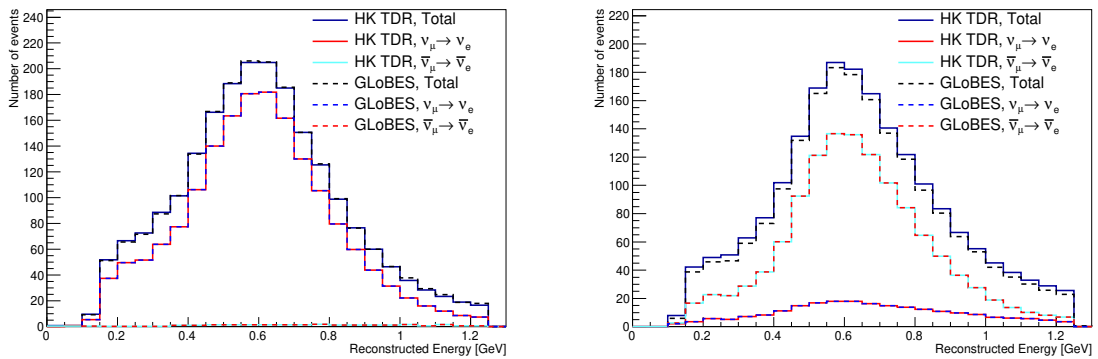
Bảng 2.4: Giá trị các tham số dao động được sử dụng để làm phù hợp giữa mô phỏng GLOBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K.

Thông số	Giá trị
$\sin^2 2\theta_{12}$	0.8704
$\sin^2 2\theta_{13}$	0.1
$\sin^2 \theta_{23}$	0.5
δ_{CP}	0
Δm_{21}^2	$7.6 \times 10^{-5} eV^2/c^4$
Δm_{31}^2	$2.4 \times 10^{-3} eV^2/c^4$

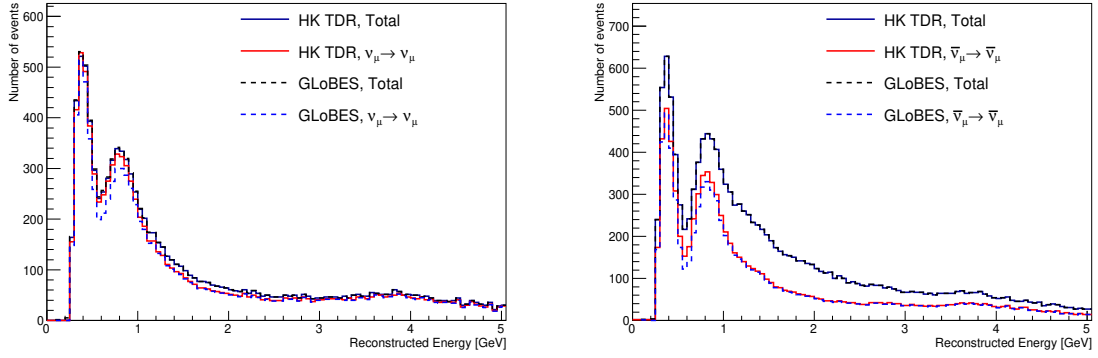
2.2.3. Phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng GLoBES

Quá trình mô phỏng thí nghiệm Hyper-K được tiến hành dựa trên tệp mô tả thí nghiệm AEDL với các thông số kĩ thuật và dữ liệu như được mô tả ở phần trên. Khi đó, thư viện C của GLoBES sẽ xử lý các thông tin trong tệp AEDL và cho ta tỉ lệ sự kiện được tạo ra bởi thí nghiệm. Phổ tỉ lệ sự kiện thu được từ mô phỏng GLoBES được so sánh với phổ tỉ lệ sự kiện trong mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K [4]. Sự sai khác giữa hai phổ này được xử lý một cách định lượng bằng cách sử dụng các thông số sau hiệu chỉnh (*post-smearing*), là tỉ số của dữ liệu thu được từ GLoBES và dữ liệu mô phỏng MC, từ đó cho phép ta khớp phổ tỉ lệ sự kiện thu được từ mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC.

Hình 2.5 và 2.6 mô tả phổ tỉ lệ sự kiện của thí nghiệm Hyper-K xét riêng từng kênh như một hàm của năng lượng neutrino từ mô phỏng GLoBES. Bảng 2.5 và 2.6 thể hiện sự so sánh số sự kiện thu được từ mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K. Các sai số chuẩn hóa (sai số hiệu chuẩn năng lượng) cho tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu được sử dụng trong các mẫu mô phỏng tương ứng lần lượt là 5% (2.5%) và 10% (2.5%). Ta thấy phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng GLoBES thu được khá phù hợp so với dữ liệu mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K.



Hình 2.5: Phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng MC (HK TDR) của thí nghiệm Hyper-K và GLoBES trong các mẫu số liệu xuất hiện $\nu_e/\bar{\nu}_e$ cho ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải).



Hình 2.6: Phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K và GLoBES trong các mẫu số liệu biến mất $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ cho ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải).

Bảng 2.5: Tỉ lệ sự kiện của $\nu_e/\bar{\nu}_e$ cho mỗi kênh và loại tương tác thu được từ GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K.

		ν_e	$\bar{\nu}_e$	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	$\nu_e + \bar{\nu}_e$	NC	Tổng
		CCQE	CCQE	CC	CC		
ν -mode	MC	1643	15	7	259	134	2058
	GLoBES	1737.21	25.5174	9.19	314.12	77.1	2163.1374
$\bar{\nu}$ -mode	MC	206	1183	4	317	196	1906
	GLoBES	223.785	1221.77	2.29	354.8	89	1891.6

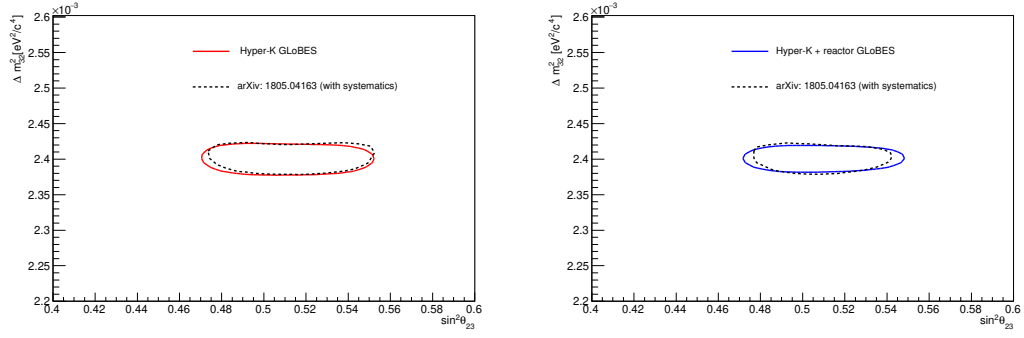
Bảng 2.6: Tỉ lệ sự kiện của $\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$ cho mỗi kênh và loại tương tác thu được từ GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K.

		ν_μ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_e + \bar{\nu}_e$	NC	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	Tổng
		(non)QE	(non)QE	CC			
ν -mode	MC	9024	542	6	480	29	10080
	GLoBES	8885.77	703.577	5.56	480	36.5	10111.4
$\bar{\nu}$ -mode	MC	5053	8060	7	603	4	13726
	GLoBES	5042.03	8285.78	3.35	603	2.82	13937

2.2.4. Độ nhạy trong phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ từ mô phỏng GLoBES

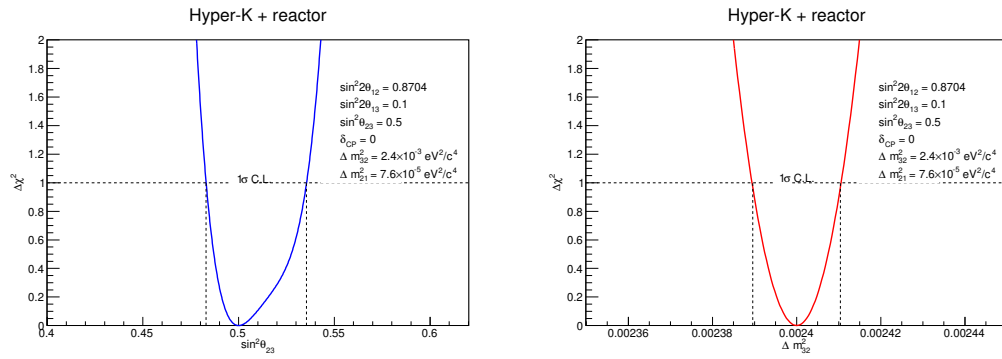
Với tập AEDL mô tả thí nghiệm hiện tại, phổ tỉ lệ sự kiện từ mô phỏng GLoBES đã đạt được sự phù hợp với mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K. Bên cạnh đó, mô phỏng GLoBES của thí nghiệm phải đảm bảo tiềm năng vật lý mà các phép đo đạt được phải phù hợp với mô phỏng MC. Theo các kết quả phân tích dữ liệu từ mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K, phép đo θ_{23} đạt được độ chính xác là 3.4% tại $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ và phép đo Δm_{32}^2 đạt độ chính xác 0.58% tại $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3} eV^2/c^4$ ở độ tin cậy 1σ . Các kết quả này được xét cho trường hợp phân bậc khối lượng thuận và ràng buộc từ thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân cho $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1 \pm 0.015$. GLoBES có thể tính toán các giá trị χ^2 từ thí nghiệm, cho phép ta xác định vùng giá trị cho phép của các tham số, đánh giá độ nhạy của các phép đo và độ chính xác của các tham số.

Xét độ nhạy của phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ trong mô phỏng GLoBES, quá trình xử lý và phân tích dữ liệu được tiến hành như sau. Tại mỗi giá trị của Δm_{32}^2 , ta có một tập hợp các giá trị χ^2 được tính tương ứng với mỗi giá trị của $\sin^2 \theta_{23}$ trong khoảng $[0.4, 0.6]$. Sau đó, ta tìm giá trị χ^2 nhỏ nhất trong tập hợp này. Thực hiện tương tự như vậy cho các giá trị khác của Δm_{32}^2 trong khoảng $[0.0022, 0.0026] eV^2/c^4$. Tập hợp các giá trị χ^2 nhỏ nhất tạo thành vùng giá trị cho phép của phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$. Hình 2.7 là vùng giá trị cho phép của phép đo xét tại độ tin cậy 90%. Vùng giá trị cho phép của phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ ở độ tin cậy 90% đạt được sự phù hợp tương đối so với mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K. Độ nhạy trong phép đo từ mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm chưa thực sự trùng khớp một cách hoàn toàn vì mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K chuẩn đã công bố không cho ta thông tin phổ tỉ lệ sự kiện cho tương tác NC. Tuy vậy, các kết quả thu được khá gần với mô phỏng MC.



Hình 2.7: Vùng giá trị cho phép ở độ tin cậy 90% của phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ thu được từ mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K. Hình trái cho thí nghiệm Hyper-K và hình phải cho sự kết hợp Hyper-K với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (reactor).

2.2.5. Độ chính xác của $\sin^2 \theta_{23}$ và Δm_{32}^2 từ mô phỏng GLoBES



Hình 2.8: Độ chính xác θ_{23} và Δm_{32}^2 trong thí nghiệm Hyper-K ràng buộc bởi reactor xét tại độ tin cậy 1σ và sự phân bậc khối lượng thuận $\Delta m_{32}^2 > 0$.

Độ chính xác của $\sin^2 \theta_{23}$ (hoặc Δm_{32}^2) được xác định bằng phép chiếu giá trị χ^2 của phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ lên trên tham số $\sin^2 \theta_{23}$ (hoặc Δm_{32}^2). Xét sai số ở độ tin cậy 1σ , ta có độ chính xác của hai tham số dao động $\sin^2 \theta_{23}$ và Δm_{32}^2 được xác định như sau:

- Với mô phỏng MC của thí nghiệm Hyper-K [4]:

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.5 \pm 0.017 \text{ (ứng với phần trăm sai số 3.4\%)}$$

$$\Delta m_{32}^2 = 0.0024 \pm 1.4 \times 10^{-5} \text{ (ứng với phần trăm sai số 0.58\%)}$$

- So sánh với kết quả từ mô phỏng GLoBES:

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.5_{-0.016341}^{+0.031161} \approx 0.5 \pm 0.023751 \text{ (ứng với phần trăm sai số 4.8\%)}$$

$$\Delta m_{32}^2 = 0.0024_{-0.00001016}^{+0.00001019} \approx 0.0024 \pm 1.0175 \times 10^{-5}$$

(ứng với phần trăm sai số 0.42%)

Độ chính xác của phép đo $\sin^2 \theta_{23}$ và Δm_{32}^2 trong mô phỏng GLoBES và mô phỏng MC hiện tại là có sự khác nhau. Tuy nhiên ta đã có sự mô phỏng gần với mô phỏng MC và sự khác nhau của hai mô phỏng này ảnh hưởng không đáng kể đến việc khảo sát độ nhạy của góc bát phân trong thí nghiệm Hyper-K.

Chương 3. ĐỘ NHẠY GÓC TRỘN θ_{23} TRONG THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE

Trong các công việc được thực hiện sau đây, chúng tôi sử dụng giá trị đầu vào cho các thông số dao động như sau:

$$\begin{aligned} (\sin^2 \theta_{12}, \sin^2 \theta_{13}, \sin^2 \theta_{23}, \delta_{CP}) &= (0.310, 0.02241, 0.5, -\pi/2) \\ (\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2) &= (7.39 \times 10^{-5} eV^2/c^4, 2.523 \times 10^{-3} eV^2/c^4) \end{aligned}$$

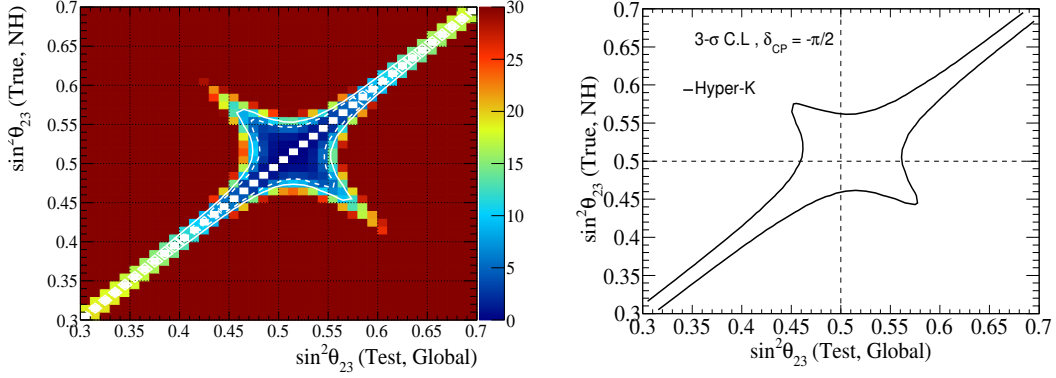
Khi không đề cập đến việc khảo sát ảnh hưởng của các sai số hệ thống thì mặc định các sai số hệ thống sử dụng cho tín hiệu gốc (*signalerror*) là 5% và tín hiệu nhiễu (*backgrounderror*) là 10% cho tất cả các mẫu số liệu xuất hiện ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) và mẫu số liệu biến mất ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$).

3.1. KHẢO SÁT CÁC YẾU TỐ ẢNH HƯỞNG ĐẾN ĐỘ NHẠY PHÉP ĐO θ_{23} VÀ ĐẠI LƯỢNG VẬT LÝ ĐẶC TRƯNG

3.1.1. Các yếu tố ảnh hưởng đến phép đo góc bát phân θ_{23}

Để khảo sát độ nhạy của góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K, chúng tôi thực hiện như sau. Tại mỗi giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}(\text{True})$ và sự phân bậc khối lượng là thuận (NH), các giá trị χ^2 được tính tương ứng với các giá trị kiểm tra của $\sin^2 \theta_{23}$ (Test) trong khoảng [0.3,0.7], trong đó xét cả hai trường hợp phân bậc khối lượng là thuận (NH) và nghịch đảo (IH). Giá trị χ^2 nhỏ nhất trong hai trường hợp của MH được lấy là giá trị χ^2 toàn cục (Global). Thực hiện tương tự như vậy lần lượt cho các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$ (True) trong khoảng [0.3,0.7]. Tập hợp các giá trị χ^2 toàn cục này tạo nên phân bố các giá trị χ^2 tương ứng với từng cặp giá trị thật và giá trị kiểm tra $\sin^2 \theta_{23}$

(hình 3.1 trái) trong đó thang màu sắc sẽ tương ứng với độ lớn của giá trị χ^2 . Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{23}$ với độ tin cậy 3σ được thể hiện ở hình 3.1 phải.



Hình 3.1: Sự phân bố giá trị χ^2 tương ứng với từng cặp giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ (True) và giá trị kiểm tra $\sin^2 \theta_{23}$ (Test, Global) (trái) và vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{23}$ với độ tin cậy 3σ (phải) trong thí nghiệm Hyper-K tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$.

Khi đó mức ý nghĩa thống kê của phép đo để loại trừ các kết quả với góc bát phân sai (wrong octant) được đưa ra tại mỗi giá trị thật của $\theta_{23} \neq \pi/4$ được tính bằng sự chênh lệch giữa giá trị nhỏ nhất của χ^2 toàn cục xét trong vùng góc bát phân đúng và góc bát phân sai.

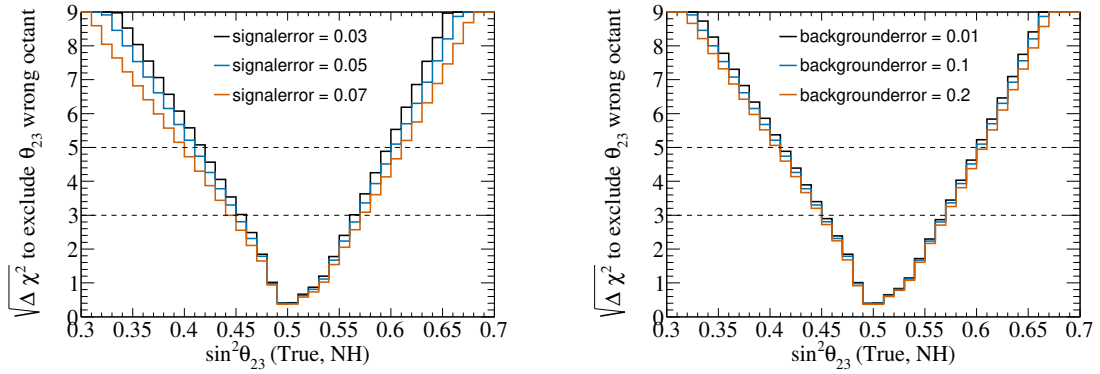
$$\Delta\chi^2 = \chi_{\text{Global min}}^2(\text{wrong octant}) - \chi_{\text{Global min}}^2(\text{true octant}) \quad (3.1)$$

Đại lượng $\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2}$ trong công thức 3.1 thể hiện mức ý nghĩa thống kê của phép đo khả năng loại trừ góc bát phân sai của θ_{23} hay khả năng xác định góc bát phân của thí nghiệm.

3.1.1.1. Ảnh hưởng của các sai số hệ thống đến độ nhạy phép đo góc bát phân θ_{23}

Trong phần này, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của các sai số hệ thống bao gồm sai số tín hiệu gốc (*signal error*) và sai số tín hiệu nhiễu (*background error*) đến độ nhạy của góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K. Trong mô phỏng

GLoBES, mỗi sai số tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu đều được xác định bởi hai thành phần bao gồm: sai số chuẩn hóa và sai số hiệu chuẩn năng lượng trong đó sai số hiệu chuẩn năng lượng ảnh hưởng rất ít đến mức ý nghĩa thống kê cho khả năng loại các góc bất phân sai của θ_{23} . Do đó, với việc khảo sát ảnh hưởng của các sai số hệ thống, chúng tôi chỉ khảo sát ảnh hưởng của các sai số chuẩn hóa trong tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu đến độ nhạy của phép đo. Xét ảnh hưởng của các sai số hệ thống của tín hiệu gốc đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} , chúng tôi xét sự biến thiên của nó từ 3% đến 7% (hình 3.2 trái). Khảo sát ảnh hưởng của sai số tín hiệu nhiễu, chúng tôi xét giá trị biến thiên của nó từ 1% đến 20% (hình 3.2 phải). Các giá trị sau hiệu chỉnh (*post-smearing*) không thay đổi khi thay đổi các sai số hệ thống trên.



Hình 3.2: Ảnh hưởng của sai số hệ thống trong tín hiệu gốc (trái) và tín hiệu nhiễu (phải) đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K.

Dựa vào hình 3.2 ta thấy, các sai số hệ thống trong các tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu ảnh hưởng đến độ nhạy góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K. Cụ thể, khi các sai số hệ thống giảm, độ nhạy góc bất phân được cải thiện trong đó tác động của sai số tín hiệu nhiễu là nhỏ hơn so với ảnh hưởng của sai số tín hiệu gốc. Trong thực nghiệm, sai số hệ thống bắt nguồn từ 3 yếu tố bao gồm sai số do hiểu biết về nguồn neutrino, sai số do mô hình mô phỏng tương tác neutrino với vật chất và sai số do máy dò thể hiện ở khả năng phân biệt các tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu. Do đó để cải thiện các sai số hệ thống này hay cải thiện góc bất phân θ_{23} của thí nghiệm đồng nghĩa với

việc ta phải cải thiện các sai số do 3 yếu tố trên gây ra. Thí nghiệm Hyper-K dự định cải thiện các sai số đó đến 3-5% với hy vọng việc cải thiện các sai số này có thể góp phần vào việc thực hiện các phép đo θ_{23} và các tham số dao động khác với độ chính xác cao hơn.

3.1.1.2. Cải thiện độ nhạy của góc bất phân θ_{23} với sự kết hợp của các thí nghiệm

* Sự kết hợp thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân

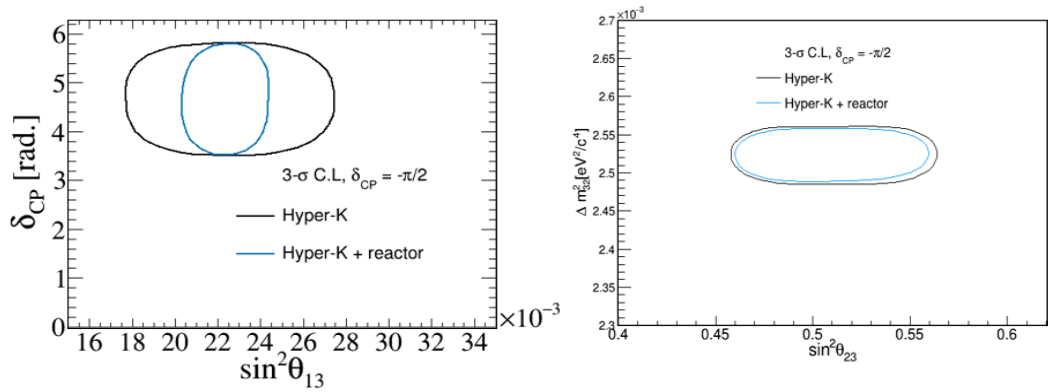
Ma trận trộn PMNS, như được thảo luận ở chương 1, phụ thuộc vào các tham số dao động bao gồm $(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23})$ và δ_{CP} . Việc xác định giá trị của các tham số này một cách chính xác sẽ giúp ta đo pha vi phạm đối xứng CP một cách tốt nhất. Đây được xem là một trong những mục đích chính của các thí nghiệm neutrino. Các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân với đường cơ sở ngắn như Daya Bay, Double Chooz và RENO được thiết kế để đo góc trộn nhỏ nhất θ_{13} . Các thí nghiệm này có thể đo độc lập $\sin^2 2\theta_{13}$ một cách chính xác mà không bị ảnh hưởng bởi giá trị δ_{CP} và sự suy biến của θ_{23} . Bên cạnh đó xác suất dao động của phép đo còn phụ thuộc vào Δm_{31}^2 được thể hiện ở công thức sau:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Delta_{31}. \quad (3.2)$$

Thí nghiệm Daya Bay gần đây đã xác nhận giá trị cho phép đo $\sin^2 2\theta_{13}$ là 0.0856 đạt đến độ chính xác 3% và sẽ được cải thiện với các thí nghiệm trong tương lai. Trong tài liệu [27] cho biết, thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân Daya Bay đạt được độ chính xác 3% cho $\sin^2 2\theta_{13} = 0.0856$ tương ứng với thời gian chạy máy @time = 300years. Sử dụng thiết lập mô phỏng GLoBES cho thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân với đường cơ sở ngắn như trong tài liệu [27], chúng tôi khảo sát sự hỗ trợ của thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân khi kết hợp với thí nghiệm Hyper-K đối với độ nhạy phép đo các tham số dao động.

Hình 3.3 thể hiện độ nhạy của phép đo $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ (trái) và $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ (phải) với chỉ riêng thí nghiệm Hyper-K và với sự kết hợp thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân. Khảo sát độ nhạy phép đo

$\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ với thí nghiệm Hyper-K. Tại mỗi giá trị của δ_{CP} , ta có một tập hợp các giá trị χ^2 được tính tương ứng với mỗi giá trị của $\sin^2 \theta_{13}$ trong khoảng $[0.0015, 0.0035]$ và tìm giá trị χ^2 nhỏ nhất trong tập hợp đó. Thực hiện tương tự như vậy cho các giá trị khác của δ_{CP} trong khoảng $[-\pi, \pi]$. Tập hợp các giá trị χ^2 nhỏ nhất tạo thành vùng giá trị cho phép của phép đo $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$. Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ ở độ tin cậy 3σ được thể hiện trên hình 3.3 (trái). Ta cũng làm tương tự như vậy cho phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ (phải). Trong trường hợp này, mô phỏng GLOBES sử dụng tất cả các mẫu số liệu xuất hiện và mẫu số liệu biến mất của thí nghiệm Hyper-K, giả sử sự phân bậc khối lượng là thuận.



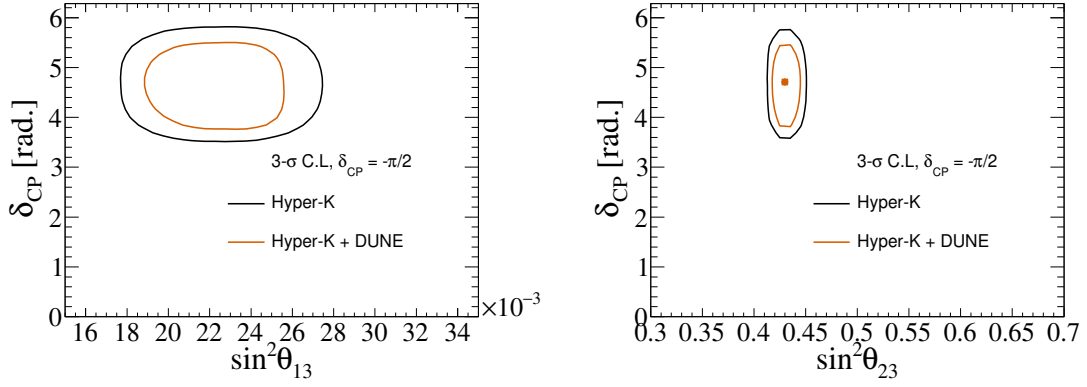
Hình 3.3: Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ (trái) và $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ (phải) đối với thí nghiệm Hyper-K và sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (reactor) ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$.

Với sự kết hợp giữa thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (hình 3.3 trái), vùng giá trị cho phép của phép đo trở nên hẹp hơn theo hướng của $\sin^2 \theta_{13}$ và độ nhạy của phép đo $\sin^2 \theta_{13}$ tăng đáng kể. Hình 3.3 (phải) thể hiện tiềm năng vật lý của sự kết hợp thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân đối với phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ xét tại độ tin cậy 3σ cho các giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ và $\Delta m_{32}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$. Sự ràng buộc trên tham số $\sin^2 \theta_{13}$ từ thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân làm giảm tính suy biến của $\theta_{13} - \delta_{CP}$, đồng thời kết hợp với độ nhạy của thí nghiệm lò

phản ứng hạt nhân đối với Δm_{31}^2 , do đó góp phần cải thiện độ chính xác của phép đo $\sin^2 \theta_{23}$. Như vậy, sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân có khả năng cải thiện độ nhạy của phép đo góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K.

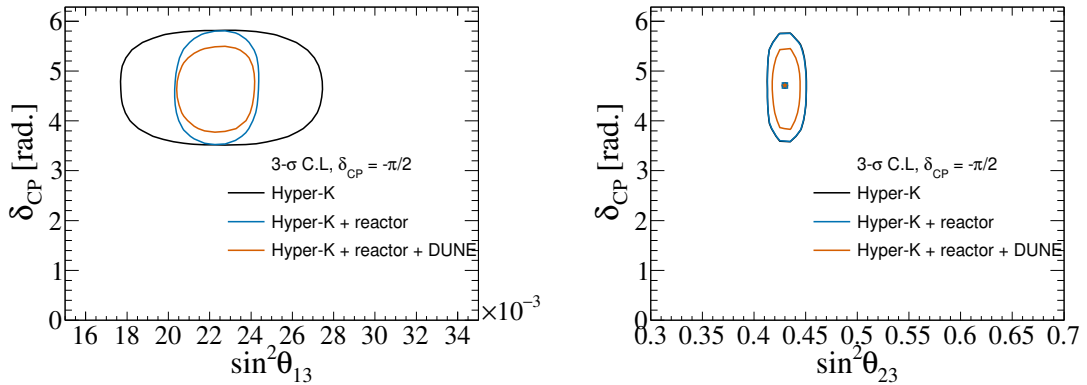
** Sự kết hợp giữa thí nghiệm Hyper-K và thí nghiệm DUNE*

DUNE (viết tắt từ Deep Underground Neutrino Experiment) [40] là một thí nghiệm quốc tế tiên tiến hàng đầu cho các nghiên cứu về neutrino và nghiên cứu phân rã proton được xây dựng bởi Phòng thí nghiệm Máy gia tốc Fermilab ở Illinois, Mỹ. DUNE bao gồm hai máy dò, máy dò gần để ghi lại các tương tác của neutrino ngay sau khi được tạo ra tại nguồn, nằm cách bia 574 m và máy dò xa sẽ được xây dựng tại Phòng thí nghiệm nghiên cứu dưới lòng đất Sanford (SURF) ở Lead, phía Nam Dakota, cách nguồn neutrino 1.300 km. Những máy dò này sẽ cho phép tìm kiếm các hiện tượng hạ nguyên tử mới và có khả năng nâng cao hiểu biết của chúng ta về neutrino và vai trò của chúng trong Vũ Trụ. Với hiệu suất phát hiện tín hiệu cao từ 80 - 90% cho cả ν_μ và ν_e , DUNE dự kiến sẽ thu được lượng dữ liệu quan sát lớn bao gồm 1.000 sự kiện ν_e và 10.000 sự kiện cho ν_μ trong thời gian hoạt động 7 năm. Với lượng dữ liệu khổng lồ này, DUNE được mong đợi có khả năng đo được pha vi phạm đối xứng CP với độ chính xác cao. Trong 10 năm hoạt động, DUNE có thể loại trừ các giá trị δ_{CP} tại $0, \pm\pi$ với khả năng loại trừ các giá trị bảo toàn đối xứng CP là 50%. Ngoài ra, DUNE có độ nhạy cao đối với các tham số $\sin^2 \theta_{13}, \delta_{CP}, \sin^2 \theta_{23}$ và khả năng xác định sự phân bậc khối lượng neutrino. Sự phân bậc khối lượng neutrino có thể được xác định hơn 5σ trong thời gian hoạt động 2 năm, cải thiện độ chính xác phép đo các thông số khí quyển. Trong tương lai, thí nghiệm Hyper-K và DUNE có thể khám phá dấu hiệu vi phạm đối xứng CP với độ chính xác cao và giảm các sai số của phép đo δ_{CP} . Hình 3.4 chỉ ra độ nhạy của phép đo $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ và $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$ với thí nghiệm Hyper-K và sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K và DUNE.



Hình 3.4: Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ (trái) và $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$ (phải) với thí nghiệm Hyper-K và với sự kết hợp giữa thí nghiệm Hyper-K và DUNE ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$.

Với sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K và DUNE, vùng giá trị cho phép của phép đo $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ trở nên hẹp hơn và độ nhạy phép đo $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ tăng. Đồng thời thí nghiệm DUNE có độ nhạy đối với phép đo $\sin^2 \theta_{23}$ (hình 3.4 (phải)). Do đó, sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K và DUNE sẽ có tiềm năng lớn đối với khả năng đo giá trị θ_{23} một cách chính xác.

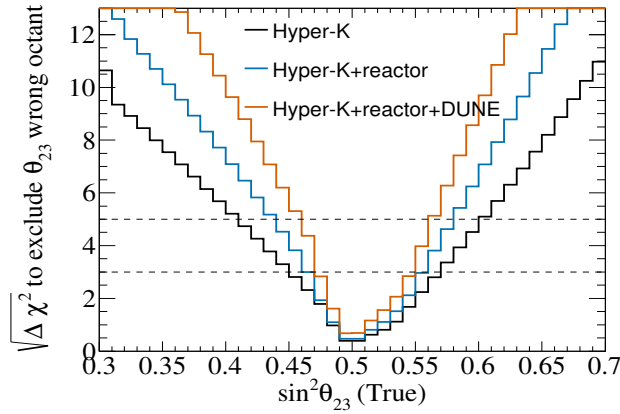


Hình 3.5: Vùng giá trị cho phép của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ (trái) và $\sin^2 \theta_{23} - \delta_{CP}$ (phải) trong thí nghiệm Hyper-K và sự kết hợp của Hyper-K với các thí nghiệm khác xét ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$.

Ngoài ra, thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân đạt độ nhạy cao trong phép đo $\sin^2 \theta_{13}$ và Δm_{31}^2 , do đó sự kết hợp của các thí nghiệm bao gồm Hyper-K, thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân và DUNE mang lại độ nhạy cao đối với phép đo $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ hình 3.5 (trái) và phép đo $\theta_{23} - \delta_{CP}$ hình 3.5 (phải). Vì thế,

sự kết hợp các thí nghiệm trên được mong đợi sẽ làm tăng khả năng phá vỡ sự suy biến giữa các tham số dao động và nhờ đó đo các tham số dao động đó một cách chính xác.

Hình 3.6 (phải) mô tả độ nhạy của góc bát phân θ_{23} với thí nghiệm Hyper-K (đường màu đen) và sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (đường màu xanh) và DUNE (đường màu cam). Bảng 3.1 thể hiện giá trị của góc bát phân θ_{23} cho thí nghiệm Hyper-K và sự bổ trợ của các thí nghiệm.



Hình 3.6: Góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K (trái) và sự kết hợp với các thí nghiệm (phải).

Bảng 3.1: Góc bát phân θ_{23} xác định tại độ tin cậy 3σ .

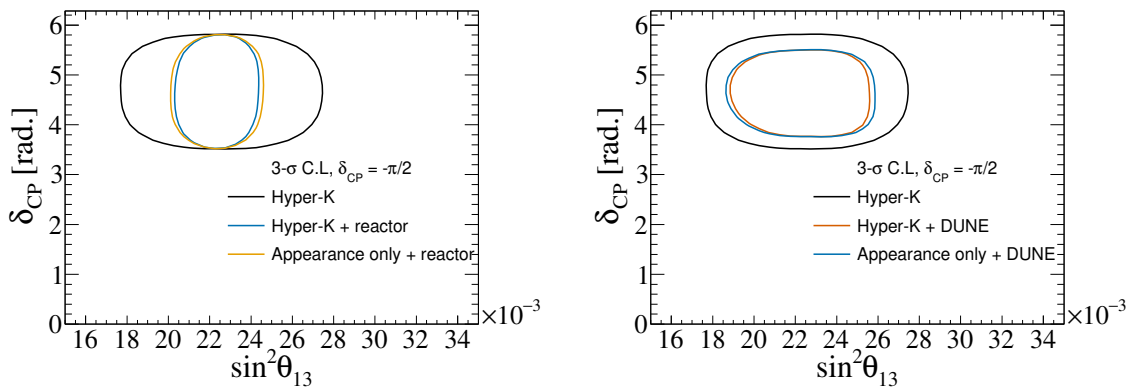
Thí nghiệm	Hyper-K	Hyper-K + reactor	Hyper-K + reactor + DUNE
$\sin^2 \theta_{23}$	0.45 – 0.57	0.46 – 0.56	0.47 – 0.55

Dựa vào hình vẽ ta thấy, vị trí góc bát phân có thể được xác định chính xác ở mức độ tin cậy 3σ với các giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} \geq 0.55$ hoặc $\sin^2 \theta_{23} \leq 0.47$ cho sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K, thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân và DUNE. Sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K với các thí nghiệm khác góp phần cải thiện độ nhạy góc bát phân của thí nghiệm Hyper-K một cách đáng kể lên đến $\sim 33\%$ so với việc chỉ đo bằng thí nghiệm Hyper-K. Đây là một dấu hiệu tốt cho khả năng đo tham số trộn θ_{23} với độ chính xác cao dựa trên lượng dữ liệu của các thí nghiệm dao động neutrino trong tương lai. Với độ nhạy của

sự kết hợp các thí nghiệm trong việc giải quyết tính suy biến nội tại của θ_{23} trong các mẫu số liệu biến mất, chúng tôi hy vọng với sự nâng cấp của các thí nghiệm hiện tại và tiềm năng của các thí nghiệm đang chờ đợi trong tương lai sẽ mang đến một lượng dữ liệu khổng lồ để mang đến những hiểu biết đáng tin cậy trong phép đo chính xác giá trị các tham số dao động.

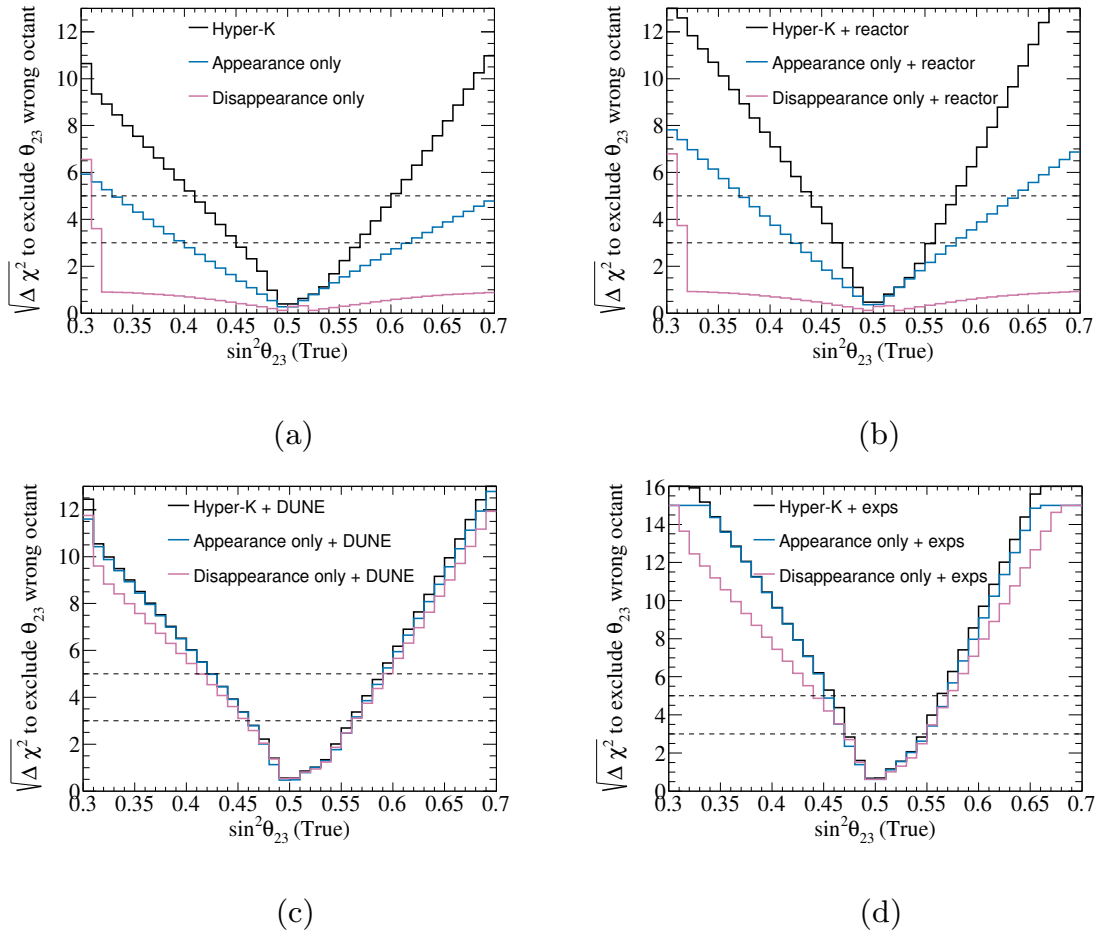
3.1.2. Đóng góp của các mẫu số liệu đến độ nhạy góc bất phân θ_{23}

Trong dao động neutrino, xác suất dao động là một hàm các tham số $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = f(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta_{CP}; \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2; E_\nu, L, \rho)$. Đối với mẫu số liệu biến mất của neutrino vị muon, xác suất dao động xấp xỉ tỉ lệ thuận với $\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{31}^2$. Trong khi đó, xác suất xuất hiện neutrino vị electron từ neutrino vị muon không chỉ tỉ lệ thuận với $\sin^2 \theta_{23}$ mà còn phụ thuộc vào θ_{13} và $\delta_{CP}, \Delta m_{31}^2$. Do đó, việc giải quyết các mối quan hệ suy biến các tham số dao động trong mẫu số liệu xuất hiện là cách cải thiện độ chính xác của phép đo θ_{23} . Hay nói cách khác, sự đóng góp của các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân và DUNE đối với ràng buộc tham số θ_{13}, δ_{CP} và Δm_{31}^2 có tác dụng chủ yếu trong các mẫu số liệu xuất hiện. Còn đối với các mẫu số liệu biến mất, sự đóng góp của chúng đối độ nhạy phép đo $\sin^2 \theta_{23}$ với xác suất dao động là rất nhỏ.



Hình 3.7: Sự đóng góp của các mẫu số liệu xuất hiện đối với việc phá vỡ sự suy biến $\theta_{13} - \delta_{CP}$. Hình trái là sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân. Hình phải là sự kết hợp thí nghiệm Hyper-K và DUNE. Xét ở độ tin cậy 3σ và tại giá trị thật của $\delta_{CP} = -\pi/2$

Hình 3.7 khảo sát sự đóng góp của các mẫu số liệu xuất hiện trong thí nghiệm Hyper-K đối với độ nhạy trong phép đo $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ khi kết hợp với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân và DUNE. Xét việc sử dụng thí nghiệm Hyper-K với 4 mẫu dữ liệu mô phỏng (Hyper-K) bao gồm: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e, \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ và chỉ 2 mẫu số liệu xuất hiện của thí nghiệm Hyper-K bao gồm $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (Appearance only) khi kết hợp với các thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân và DUNE xét ở độ tin cậy 3σ và sự phân bậc khối lượng thuận. Sự đóng góp của thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân (hình 3.7 trái) và DUNE (hình 3.7 phải) đối với việc cải thiện sự suy biến của $\sin^2 \theta_{13} - \delta_{CP}$ là xấp xỉ so với sự đóng góp của các thí nghiệm này đối với chỉ các mẫu số liệu xuất hiện của thí nghiệm Hyper-K. Như vậy, việc phá vỡ sự suy biến $\theta_{13} - \delta_{CP}$ từ các thí nghiệm đến từ sự đóng góp của các mẫu số liệu xuất hiện. Điều này là hoàn toàn phù hợp với dự đoán của chúng tôi.



Hình 3.8: Sự đóng góp của các mẫu số liệu đến phép đo góc bát phân θ_{23} .

Hình 3.8 mô tả sự đóng góp của các mẫu số liệu đến phép đo góc bất phân θ_{23} tại độ tin cậy 3σ với Hyper-K (cho 4 mẫu: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e, \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$, Appearance only (cho 2 mẫu: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$), Disappearance only (cho 2 mẫu: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$), và expts (bao gồm reactor và DUNE). Ta thấy độ nhạy góc bất phân trong thí nghiệm Hyper-K khi kết hợp với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân và DUNE được cải thiện và sự cải thiện này đến từ sự đóng góp của các mẫu số liệu xuất hiện trong đó các mẫu số liệu biến mất đóng góp không đáng kể.

3.1.3. Đại lượng vật lý đặc trưng cho độ nhạy góc bất phân θ_{23}

Từ mối quan hệ của các trạng thái riêng khối lượng và trạng thái vị riêng trong phương trình 1.34 ta có thành phần ma trận trộn $U_{\mu 3}$ và $U_{\tau 3}$ biểu thị thành phần của neutrino vị muon và neutrino vị tau tương ứng trong trạng thái riêng khối lượng ν_3 theo biểu thức:

$$\nu_3 = U_{e3}^* \nu_e + U_{\mu 3}^* \nu_\mu + U_{\tau 3}^* \nu_\tau \quad (3.3)$$

và ta thu được

$$|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 = (s_{23}^2 - c_{23}^2)c_{13}^2 = -\cos 2\theta_{23} \cos^2 \theta_{13} \quad (3.4)$$

Với phương trình 3.4, ta nhận thấy $|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2$ phụ thuộc vào sự suy biến nội tại của θ_{23} và độ chính xác giá trị θ_{13} . Cụ thể, $|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2$ tỉ lệ thuận với $\cos 2\theta_{23}$, do đó đại lượng này có thể dùng để đặc trưng cho độ nhạy của góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm. Trong thực nghiệm, các phép đo không thể thu được trực tiếp giá trị của các tham số dao động mà thông qua việc đo xác suất. Do đó để đánh giá đại lượng này, chúng tôi đưa nó về hàm phụ thuộc xác suất dao động.

Áp dụng công thức xấp xỉ cho xác suất xuất hiện neutrino vị tau từ neutrino vị muon và xác suất biến mất của neutrino vị muon từ neutrino vị muon từ tài liệu [49], ta viết lại:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 4|U_{\mu 3}U_{\tau 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right), \quad (3.5)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4|U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) + 4|U_{\mu 3}|^2 |U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right). \quad (3.6)$$

Lấy hiệu công thức 3.5 và 3.6, ta có:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 1 - 4|U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \Delta_{31} + 4|U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \Delta_{31} (|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2) \quad (3.7)$$

Suy ra:

$$|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) - 1}{4|U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \Delta_{31}} + 1 \quad (3.8)$$

trong đó $\Delta_{31} = \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}$.

Từ biểu thức xác suất biến mất $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ trong công thức 3.6, ta viết lại như sau:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4|U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \Delta_{31} + 4|U_{\mu 3}|^2 |U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \Delta_{31}. \quad (3.9)$$

Đưa 3.9 về dạng phương trình bậc hai với ẩn $X = 4|U_{\mu 3}|^2$:

$$\frac{1}{4} \sin^2 \Delta_{31} X^2 - \sin^2 \Delta_{31} X + 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 0. \quad (3.10)$$

Giải phương trình bậc hai 3.10

$$\begin{aligned} \Delta &= (-\sin^2 \Delta_{31})^2 - 4 \cdot \frac{1}{4} \sin^2 \Delta_{31} (1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)) \\ &= \sin^4 \Delta_{31} - \sin^2 \Delta_{31} (1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)) \end{aligned} \quad (3.11)$$

ta thu được nghiệm:

$$\begin{aligned} X &= \frac{\sin^2 \Delta_{31} \pm \sqrt{\sin^4 \Delta_{31} - \sin^2 \Delta_{31} (1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu))}}{\frac{1}{2} \sin^2 \Delta_{31}} \\ &= 2 \pm 2 \sqrt{1 - \frac{1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}{\sin^2 \Delta_{31}}}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Vì vậy,

$$\begin{aligned} |U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 &= \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) - 1}{4|U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \Delta_{31}} + 1 \\ &= \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) - 1}{\left(2 \pm 2 \sqrt{1 - \frac{1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}{\sin^2 \Delta_{31}}} \right) \sin^2 \Delta_{31}} + 1. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Xét tại dao động cực đại của $\Delta_{31} = \pi/2$, ta có:

$$|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) - 1}{2 \pm 2\sqrt{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}} + 1. \quad (3.14)$$

Ta có mối quan hệ của tổng các xác suất:

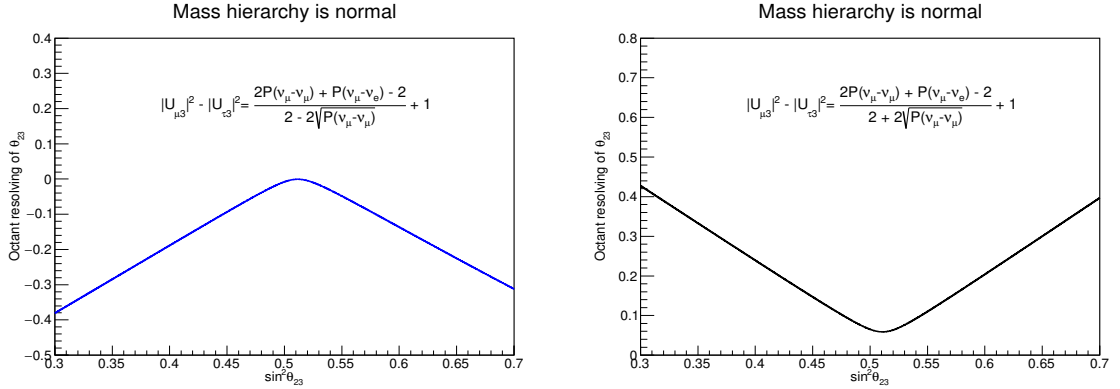
$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 1. \quad (3.15)$$

Kết hợp công thức 3.14 và 3.15, ta suy ra hai nghiệm tương ứng:

$$|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 = \frac{2P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - 2}{2 - 2\sqrt{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}} + 1. \quad (3.16)$$

$$|U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 = \frac{2P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - 2}{2 + 2\sqrt{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)}} + 1. \quad (3.17)$$

Hình 3.9 mô tả độ nhạy của góc bát phân θ_{23} ($OR_{\theta_{23}}$) trong thí nghiệm Hyper-K như một hàm các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$ với hai đại lượng giải tích tương ứng được xác định trong phương trình 3.16 (hình 3.9 trái) và phương trình 3.17 (hình 3.9 phải)



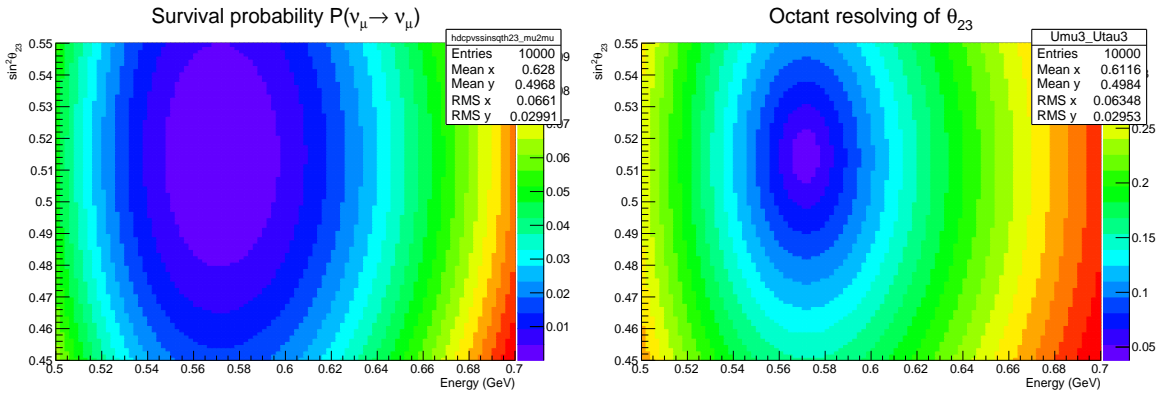
Hình 3.9: Khảo sát đại lượng đặc trưng cho độ nhạy của góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K với sự phân bậc khối lượng thuận.

So sánh hình 3.9 với mức ý nghĩa thông kê cho khả năng loại đi góc bát phân θ_{23} sai của thí nghiệm Hyper-K trong hình 3.6, ta thấy đại lượng giải tích được xác định trong phương trình 3.17 là mô tả phù hợp với kết quả mô phỏng từ GLOBES. Do đó, để thuận tiện cho việc khảo sát đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ và so sánh với kết quả thu được từ mô phỏng GLOBES, đại lượng đặc trưng

cho độ nhạy của góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm được chọn là:

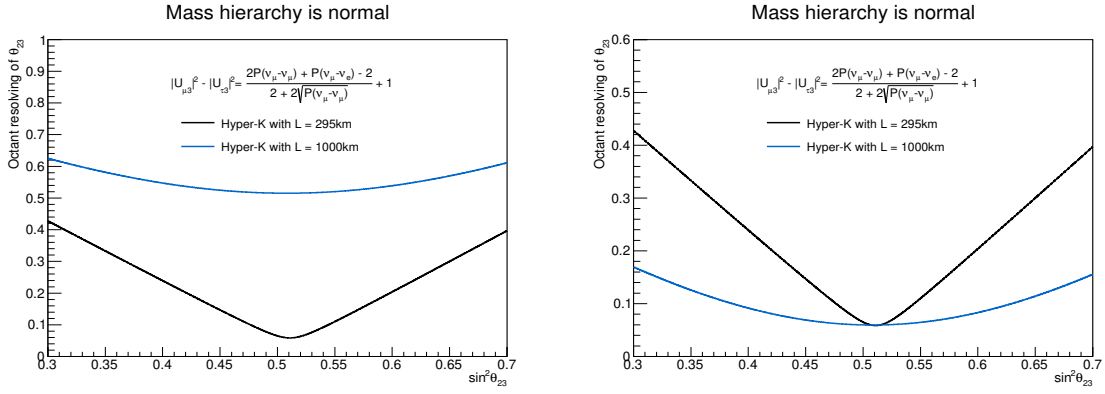
$$OR_{\theta_{23}} \equiv |U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 = \frac{2P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu}) + P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e) - 2}{2 + 2\sqrt{P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\mu})}} + 1. \quad (3.18)$$

Có thể thấy rằng, $OR_{\theta_{23}}$ không đạt giá trị cực tiểu tại $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$. Nguyên nhân là vì tại năng lượng neutrino $E = 0.6$ GeV và giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, xác suất biến mất không đạt giá trị cực tiểu (hình 3.10 trái). Do đó, độ nhạy góc bát phân của θ_{23} chỉ đạt cực tiểu tại vị trí năng lượng E và giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ mà ở đó xác suất neutrino vị muon biến mất là cực tiểu (xác suất xuất hiện neutrino vị electron là cực đại) xem hình 3.10 phải.



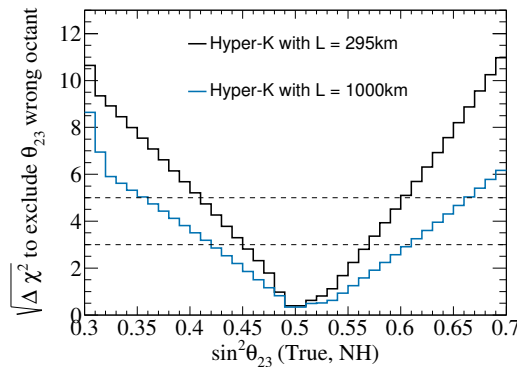
Hình 3.10: Khảo sát xác suất biến mất (trái) và $OR_{\theta_{23}}$ (phải) như một hàm của năng lượng neutrino E (GeV) và giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ trong đó $L = 295$ km.

Trong tương lai, thí nghiệm Hyper-K dự kiến sẽ tiến hành xây dựng một máy đo khác tại Hàn Quốc tại khoảng cách 1000km từ nguồn J-PARC, do đó chúng tôi cũng khảo sát $OR_{\theta_{23}}$ trong thí nghiệm Hyper-K tại đường cơ sở $L = 1000$ km để đánh giá độ nhạy của góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm với máy đo này. Để so sánh khả năng đo góc bát phân θ_{23} tại $L = 295$ km và $L = 1000$ km, chúng tôi thay đổi khối lượng máy đo tại $L = 1000$ km thông qua thông số `@target_mass = 187 * (1000/295)2` để lượng neutrino nhận được tại 2 đường cơ sở là như nhau. Đồng thời thiết lập các thành phần sau hiệu chỉnh tương ứng với sự thay đổi của thông số `@target_mass` trong tệp AEDL. Khi đó, $OR_{\theta_{23}}$ được xác định như trong phương trình 3.16 dựa trên xác suất xuất hiện và xác suất biến mất tính từ mô phỏng GLoBES tương ứng đường cơ sở $L = 295$ km (đường màu đen) và $L = 1000$ km (đường màu xanh) (hình 3.11).



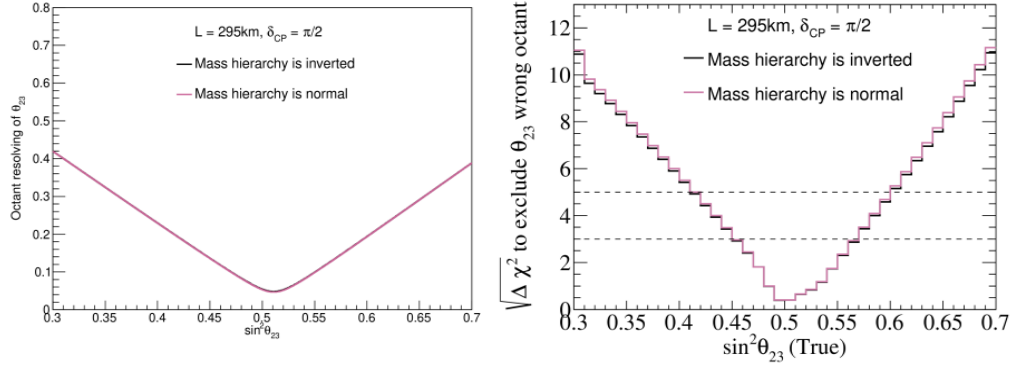
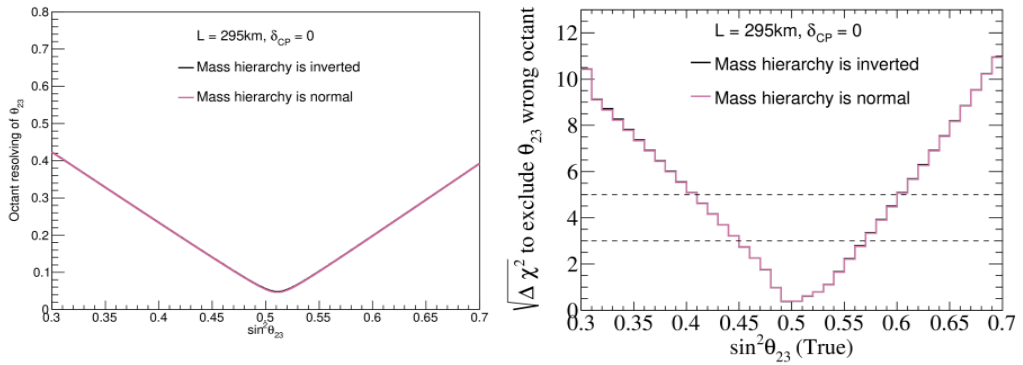
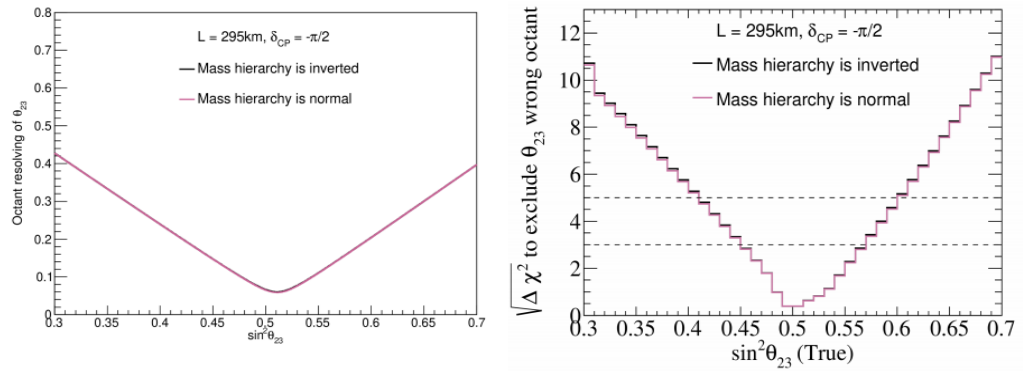
Hình 3.11: Khảo sát đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ trong thí nghiệm Hyper-K tại $L = 295\text{km}$ và $L = 1000\text{km}$ (hình trái). Trong hình phải, đường biểu diễn tại $L = 1000\text{km}$ được đưa về cùng cực tiểu với $L = 295\text{km}$ để so sánh độ nhạy của góc bát phân với hai đường cơ sở khác nhau.

Khi đó, độ nhạy của góc bát phân được xác định bởi độ biến thiên của $OR_{\theta_{23}}$ so với cực tiểu như trong hình 3.11 (phải). Rõ ràng với đường cơ sở $L = 1000\text{km}$, độ biến thiên của đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ so với cực tiểu bé hơn trong trường hợp $L = 295\text{km}$. Theo dự đoán ban đầu, thí nghiệm Hyper-K với đường cơ sở $L = 1000\text{km}$ có độ nhạy góc bát phân θ_{23} thấp hơn so với đường cơ sở $L = 295\text{km}$. Xét sự phân bậc khối lượng là thuận, qua việc so sánh với mức ý nghĩa thống kê cho phép đo để loại trừ các góc bát phân sai của thí nghiệm Hyper-K, (hình 3.12), ta thấy kết quả phù hợp với dự đoán.

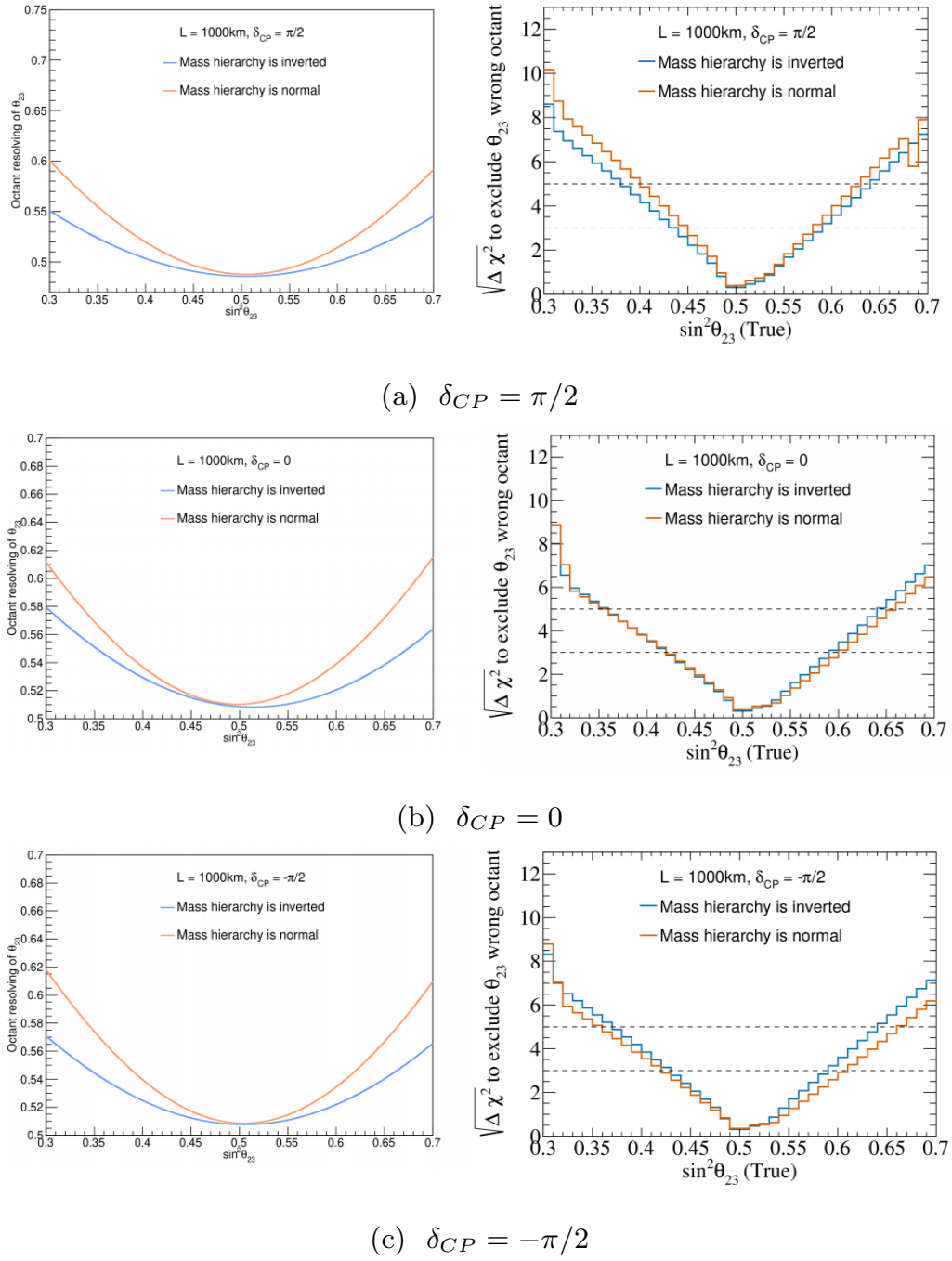


Hình 3.12: Góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K với các máy đo tại đường cơ sở $L = 295\text{km}$ và $L = 1000\text{km}$.

Ngoài ra, chúng tôi cũng thực hiện việc kiểm tra ảnh hưởng của sự phân bậc khối lượng đối với độ nhạy góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K tại đường cơ sở $L = 295\text{km}$ và $L = 1000\text{km}$ với các giá trị khác nhau của δ_{CP}

(a) $\delta_{CP} = \pi/2$ (b) $\delta_{CP} = 0$ (c) $\delta_{CP} = -\pi/2$

Hình 3.13: Ảnh hưởng của sự phân bậc khối lượng neutrino đến độ nhạy góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K tại $L = 295\text{km}$ và các giá trị thật khác nhau của δ_{CP} . Hình trái khảo sát đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ là một hàm các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$. Hình phải là mức ý nghĩa thống kê cho phép đo để loại các góc bát phân sai dùng mô phỏng GLOBES.



Hình 3.14: Ảnh hưởng của sự phân bậc khối lượng neutrino đến độ nhạy góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K tại $L = 1000\text{km}$ và các giá trị thật khác nhau của δ_{CP} . Các hình trái khảo sát đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ là một hàm của giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$. Hình phải là mức ý nghĩa thống kê cho phép đo để loại các góc bát phân sai dùng mô phỏng GLOBES.

Với đường cơ sở $L = 295\text{km}$ (hình 3.13), các kết quả cho thấy sự phù hợp giữa đại lượng giải tích $OR_{\theta_{23}}$ với độ nhạy thu được từ mô phỏng GLOBES

trong đó sự phân bậc khối lượng đóng góp không đáng kể vào độ chính xác của phép đo θ_{23} . Nguyên nhân chủ yếu đến từ sự ảnh hưởng của tương tác giữa neutrino với vật chất đến xác suất dao động của neutrino. Tại đường cơ sở ngắn ($L = 295\text{km}$), hiệu ứng vật chất góp phần không đáng kể vào xác suất dao động. Khi đó, thí nghiệm có độ nhạy thấp cho khả năng xác định sự phân bậc khối lượng. Do đó, sự phân bậc khối lượng đóng góp không đáng kể vào độ nhạy của góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm. Tuy nhiên, đối với đường cơ sở dài $L = 1000\text{km}$, ảnh hưởng của sự phân bậc khối lượng đến xác suất dao động là đáng kể và sự mô tả của đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ phụ thuộc vào giá trị của δ_{CP} . Cụ thể, với $\delta_{CP} = \pi/2$, đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ mô tả độ nhạy của góc bất phân θ_{23} trong hai trường hợp phân bậc khối lượng là phù hợp với kết quả đưa ra từ mô phỏng GLoBES (hình 3.14a). Với $\delta_{CP} = 0, -\pi/2$, các kết quả thu được chưa thực sự phản ánh đúng độ nhạy với phép đo θ_{23} so với kết quả thu được từ mô phỏng GLoBES (hình 3.14b,c). Do đó, để khảo sát chính xác ảnh hưởng của sự phân bậc khối lượng neutrino đến độ nhạy góc bất phân trong các thí nghiệm đường cơ sở dài ($L = 1000\text{km}$ với thí nghiệm Hyper-K hoặc $L = 1300\text{km}$ với thí nghiệm DUNE,...), việc xây dựng một công thức tổng quát nhất mô tả sự đóng góp của δ_{CP} và sự phân bậc khối lượng đến công thức xác suất dao động là cần thiết. Đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ mà chúng tôi xây dựng ở đây mô tả tốt độ nhạy của góc bất phân θ_{23} trong thí nghiệm dao động neutrino với các đường cơ sở khác nhau xét trong trường hợp phân bậc khối lượng bình thường và xét cho dao động trong chân không.

Ngoài ra, chúng tôi cũng tính toán độ nhạy góc bất phân θ_{23} đối với thí nghiệm T2K, là một trong những thí nghiệm có độ nhạy cao nhất về góc trộn lepton θ_{23} ở thời điểm hiện tại. Trong tài liệu [50], thí nghiệm T2K đã cập nhật các dữ liệu mới nhất trong các phép đo cho dao động của neutrino và phản neutrino sử dụng cả các mẫu số liệu xuất hiện và các mẫu số liệu biến mất. Với 14.9×10^{20} POT cho ν -mode và 16.4×10^{20} POT cho $\bar{\nu}$ -mode, T2K có khả năng loại giá trị bảo toàn CP tại độ tin cậy 2σ . Với sự kết hợp với thí nghiệm T2K và thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân trong đó xét sự phân bậc khối lượng là thuận, các giá trị của các thông số khí quyển được đưa ra như

sau: $\sin^2 \theta_{23} = 0.53_{-0.04}^{+0.03}$ và $\Delta m_{32}^2 = (2.45 \pm 0.07) \times 10^{-3} eV^2/c^4$. Với dữ liệu mô phỏng MC hiện tại cho biết, dữ liệu thực khá gần với dữ liệu trong mô phỏng MC cho ν -mode. Thông qua đó, xác suất sẽ được tính thông qua số các sự kiện được tạo ra tại máy dò xa.

$OR_{\theta_{23}}$ phụ thuộc vào các hàm xác suất xuất hiện và xác suất biến mất từ nguồn ν_μ . Do đó, để đánh giá độ nhạy góc bất phân θ_{23} với dữ liệu của thí nghiệm T2K, chúng tôi dựa vào phổ tỉ lệ sự kiện của ν_μ và ν_e để tính toán các xác suất dao động $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ và $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$. Theo dữ liệu của thí nghiệm T2K, các giá trị phù hợp nhất cho các tham số dao động được tóm tắt trong bảng 3.2. Đối với các mẫu số liệu biến mất (xét cho cả ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode), số lượng các sự kiện được lấy tại 3 bin năng lượng tương ứng với các năng lượng gần 0.6GeV (bao gồm 0.55GeV, 0.65GeV và 0.75GeV). Khi đó, số sự kiện ứng với mỗi bin năng lượng trong dữ liệu thực và dữ liệu mô phỏng MC tương ứng được tóm tắt trong bảng 3.3.

Bảng 3.2: Các giá trị phù hợp tốt nhất cho các tham số dao động của T2K [50].

Tham số	Giá trị phù hợp nhất, với $\Delta m_{32}^2 > 0$
$\sin^2 \theta_{12}$	0.304
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-3}$	$26.8_{-4.3}^{+5.5}$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.512_{-0.042}^{+0.045}$
δ_{CP}	$-2.14_{-0.69}^{+0.90}$
Δm_{21}^2	$7.53 \times 10^{-5} eV^2/c^4$
Δm_{31}^2	$2.46_{-0.07}^{+0.07} \times 10^{-3} eV^2/c^4$

Với số sự kiện, sai số được tính bằng căn bậc hai của số sự kiện. Khi đó, số sự kiện ứng với năng lượng 0.6GeV sẽ được tính bằng giá trị trung bình của các sự kiện tại 3 bin năng lượng quanh giá trị 0.6GeV và sai số cũng được tính tương ứng. Với các mẫu số liệu xuất hiện (xét cho cả ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode), số sự kiện từ dữ liệu mô phỏng MC và dữ liệu thực được xét cho phổ năng lượng từ 0.2-1.2GeV được lấy từ bảng V của tài liệu [50].

Bảng 3.3: Số sự kiện từ dữ liệu mô phỏng MC và dữ liệu thực của T2K [50].

Mẫu	Dữ liệu	Năng lượng (GeV)	Số sự kiện	Số sự kiện tại E = 0.6GeV
$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	Thực	0.550741	$12.9522 \pm \sqrt{12.9522}$	14.2878 ± 2.18907
		0.649943	$14.0023 \pm \sqrt{14.0023}$	
		0.749145	$15.9277 \pm \sqrt{15.9277}$	
$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	MC	0.550741	$15.1109 \pm \sqrt{15.1109}$	13.8692 ± 2.15657
		0.649943	$11.9020 \pm \sqrt{11.9020}$	
		0.749145	$14.6441 \pm \sqrt{14.6441}$	
$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	Thực	0.6	$75 \pm \sqrt{75}$	$75 \pm \sqrt{75}$
	MC	0.6	$72.17 \pm \sqrt{72.17}$	$72.17 \pm \sqrt{72.17}$
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	Thực	0.552430	$4.92489 \pm \sqrt{4.92489}$	5.63072 ± 1.37422
		0.652174	$7.01257 \pm \sqrt{7.01257}$	
		0.751918	$4.96463 \sqrt{4.96463}$	
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	MC	0.552430	$4.81312 \pm \sqrt{4.81312}$	4.98257 ± 1.29091
		0.652174	$3.95743 \pm \sqrt{3.95743}$	
		0.751918	$6.15688 \sqrt{6.15688}$	
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	Thực	0.6	$15 \pm \sqrt{15}$	$15 \pm \sqrt{15}$
	MC	0.6	$16.26 \pm \sqrt{16.26}$	$16.26 \pm \sqrt{16.26}$

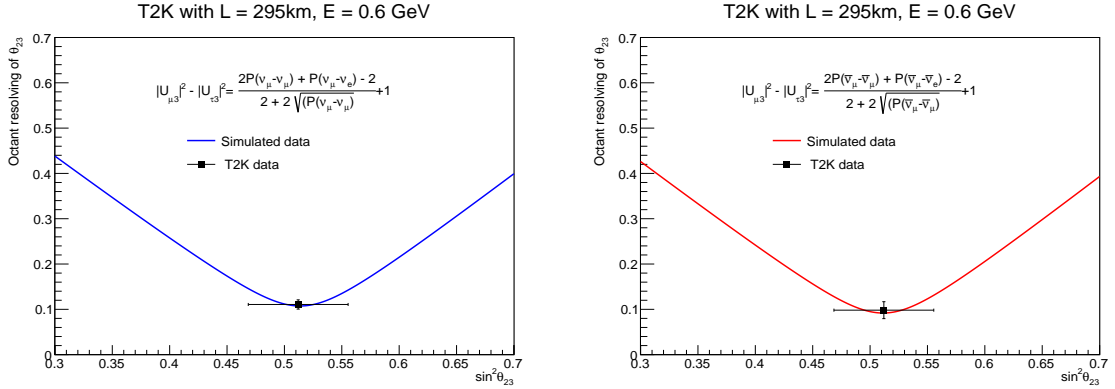
Khi đó xác suất xuất hiện và xác suất biến mất (cho ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode) ứng với dữ liệu thực của T2K tại điểm năng lượng đỉnh 0.6GeV và đường cơ sở 295km được tính như sau:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)_{\text{T2K}} = \frac{\text{Số sự kiện của dữ liệu thực}}{\text{Số sự kiện của MC}} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \quad (3.19)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)_{\text{T2K}} = \frac{\text{Số sự kiện của dữ liệu thực}}{\text{Số sự kiện của MC}} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \quad (3.20)$$

trong đó các xác suất $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ và $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ được tính từ mô phỏng GLOBES với giá trị cho các thông số dao động đầu vào là các giá trị phù hợp tốt nhất của T2K như trong bảng 3.2 (tương tự cho xác suất cho $\bar{\nu}$ -mode).

Đồng thời sai số của xác suất được tính từ sai số của sự kiện. Khi đó, đại lượng đặc trưng cho độ nhạy của góc bất phân $OR_{\theta_{23}}$ với dữ liệu T2K được ước tính dựa vào công thức 3.16.



Hình 3.15: $OR_{\theta_{23}}$ với dữ liệu của T2K như một hàm các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$ với $L = 295\text{km}$ và $E = 0.6\text{GeV}$ trong ν -mode (trái) và $\bar{\nu}$ -mode (phải).

Hình 3.15 biểu diễn đại lượng $OR_{\theta_{23}}$ cho thí nghiệm của T2K như một hàm các giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ và ước tính đại lượng này từ dữ liệu của T2K tại giá trị phù hợp tốt nhất của $\sin^2 \theta_{23} = 0.512 \pm 0.0435$. Khi đó chúng tôi tính được giá trị của $OR_{\theta_{23}} = 0.110731 \pm 0.0102103$ cho ν -mode và $OR_{\theta_{23}} = 0.0981644 \pm 0.0186846$ cho $\bar{\nu}$ -mode. Kết quả cho thấy với giá trị phù hợp nhất thu được từ thí nghiệm T2K trong phép đo $\sin^2 \theta_{23}$, giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ gần với giá trị cực đại $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ và có xu hướng nằm ở vị trí vùng $\sin^2 \theta_{23} > 0.5$. Với sai số hiện tại cho phép đo thì ta không thể kết luận được nếu θ_{23} là cực đại hay thuộc vùng bất phân cụ thể nào. Các thí nghiệm dao động neutrino trong tương lai có thể cung cấp nhiều dữ liệu hơn để hạn chế các sai số của phép đo và xác định được chính xác vị trí và giá trị của $\sin^2 \theta_{23}$.

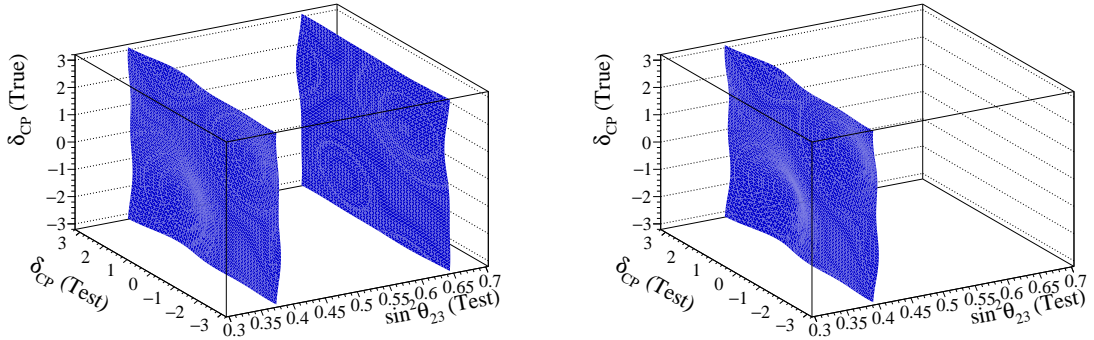
3.2. ẢNH HƯỞNG ĐỘ NHẠY GÓC TRỘN θ_{23} ĐẾN ĐỘ NHẠY PHÉP ĐO VI PHẠM ĐỐI XỨNG CP TRONG DAO ĐỘNG NEUTRINO

3.2.1. Độ nhạy trong phép đo vi phạm đối xứng CP

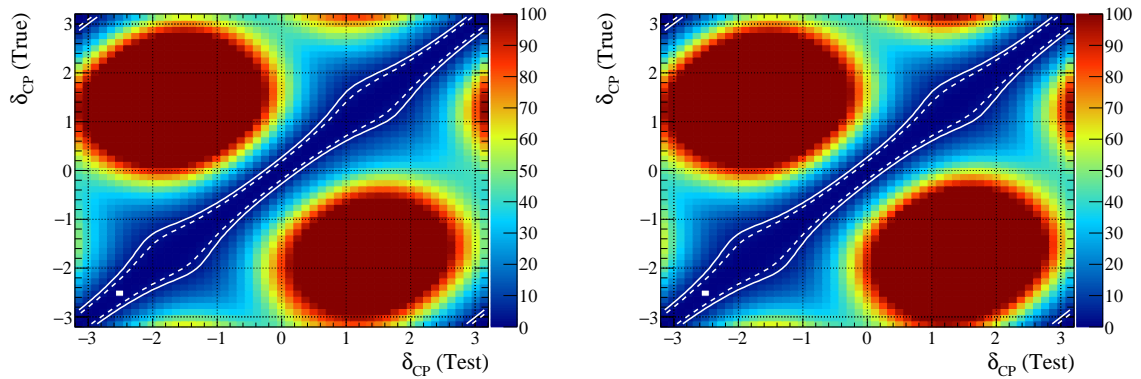
Giả sử sự phân bậc khối lượng là thuận (MH là NH), mô phỏng sử dụng 5% cho sai số chuẩn hóa tín hiệu gốc, 10% cho tín hiệu nhiễu và sử dụng tất cả các mẫu số liệu xuất hiện và biến mất trong thiết lập mô phỏng thí nghiệm Hyper-K. Các giá trị thật (True) và các giá trị kiểm tra (Test) của δ_{CP} được xét trong khoảng $[-\pi, \pi]$ và các giá trị kiểm tra (Test) của $\sin^2 \theta_{23}$ được xét trong khoảng $[0.3, 0.7]$. Tại mỗi giá trị thật của δ_{CP} , thực hiện vòng lặp trên tất cả các giá trị kiểm tra của δ_{CP} và tại mỗi giá trị kiểm tra của δ_{CP} trên vòng lặp, giá trị χ^2 được tính tương ứng với tập hợp các giá trị kiểm tra của $\sin^2 \theta_{23}$ trong phạm vi $[0.3, 0.7]$. Giá trị χ^2 nhỏ nhất ứng với mỗi giá trị δ_{CP} (True) được tạo thành. Tập hợp tất cả các giá trị χ^2 nhỏ nhất tạo thành giá trị χ^2 cục bộ (global). Phân bố χ^2 trong mặt phẳng 3D cho $\sin^2 \theta_{23}$ (Test) - δ_{CP} (Test) ứng với giá trị thật của δ_{CP} (True) được thể hiện trên hình 3.16. Phân bố giá trị χ^2 tại mỗi giá trị thật của δ_{CP} (True) được tạo thành như là hàm của các giá trị kiểm tra δ_{CP} (Test) được thể hiện trong hình 3.17. Xét hai trường hợp: vị trí góc bát phân là không được biết (trái) và được biết (phải). Với góc bát phân là được biết, điều này có nghĩa là vị trí góc bát phân θ_{23} được xác định chính xác (các giá trị kiểm tra của $\sin^2 \theta_{23} = [0.3, 0.5]$ cho các giá trị θ_{23} nằm trong vùng góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$ và nằm trong vùng góc bát phân lớn hơn $\pi/4$ cho $\sin^2 \theta_{23} = [0.5, 0.7]$). Nếu góc bát phân là không được biết, ta xét giá trị kiểm tra của $\sin^2 \theta_{23}$ bất kỳ thay đổi trong phạm vi $[0.3, 0.7]$.

Với sự kết hợp giữa các thí nghiệm hình 3.16, tại giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.48$, nếu góc bát phân là không được biết chính xác (hình 3.16 trái), ta có phân bố χ^2 với 2 mặt siêu phẳng tương ứng với 2 nghiệm suy biến của $\sin^2 \theta_{23}$ và với $\sin^2 \theta_{23}$ được biết chính xác nằm trong khoảng $[0.3, 0.5]$ khi đó ta chỉ

có 1 mặt phẳng tại giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ cho giá trị χ^2 nhỏ nhất. Hình 3.17 cho phân bố χ^2 trong mặt phẳng 2 chiều của δ_{CP} (True) và δ_{CP} (Test) với hai trường hợp góc bất phân là không được biết (hình 3.17 trái) và góc bất phân là được biết chính xác (hình 3.17 phải), ta thấy các kết quả có sự sai khác ở vùng giá trị thật $\delta_{CP} = [-\pi/2, 0]$ tuy nhiên sự sai khác không đáng kể. Quan sát này là phù hợp với kết quả được rút ra từ hình 3.18.



Hình 3.16: Phân bố χ^2 3D cho $\sin^2 \theta_{23}(\text{Test}) - \delta_{CP}(\text{Test})$ ứng với giá trị thật của $\delta_{CP}(\text{True})$ trong trường hợp vị trí góc bất phân là không được biết (trái) và được biết $\theta_{23} < \pi/4$ với giá trị thật được biết của $\sin^2 \theta_{23} = 0.48$ (phải).



Hình 3.17: Phân bố χ^2 tương ứng với các cặp giá trị $\delta_{CP}(\text{Test})$ và $\delta_{CP}(\text{True})$ như một hàm của các giá trị kiểm tra $\delta_{CP}(\text{Test})$ trong trường hợp vị trí góc bất phân của θ_{23} là không được biết (trái) và được biết $\theta_{23} < \pi/4$ với giá trị thật được biết của $\sin^2 \theta_{23} = 0.48$ (phải).

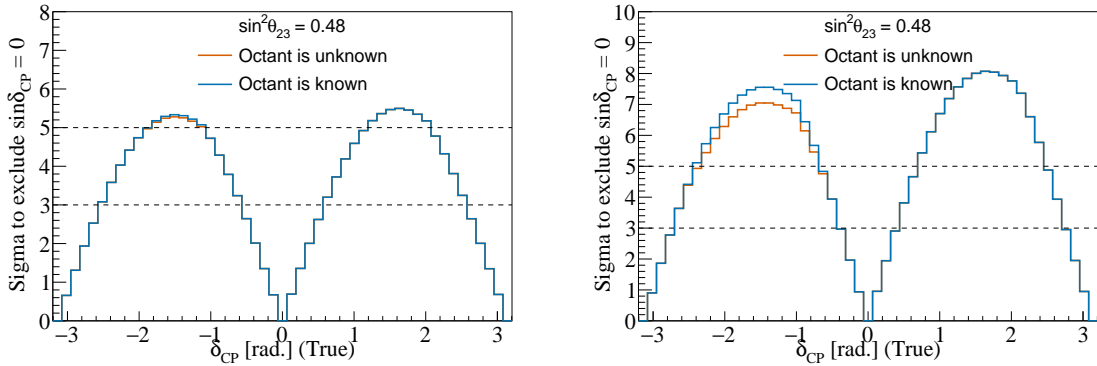
Với mỗi giá trị thật của δ_{CP} , giá trị $\Delta\chi^2$ để loại $\delta_{CP} = 0$ và $\delta_{CP} = \pm 180^\circ$

được tính bằng công thức:

$$\Delta\chi_{\text{CPV}}^2 = |\chi_{\text{min}}^2(\sin\delta_{\text{CP}} = 0) - \chi_{\text{min}}^2| \quad (3.21)$$

Đại lượng này đặc trưng cho mức ý nghĩa thống kê cho phép đo khả năng loại bỏ các giá trị bảo toàn của δ_{CP} ($\sin\delta_{\text{CP}} = 0$) và được xem là đại lượng mô tả độ nhạy trong phép đo pha phá vỡ đối xứng δ_{CP} (hình 3.18).

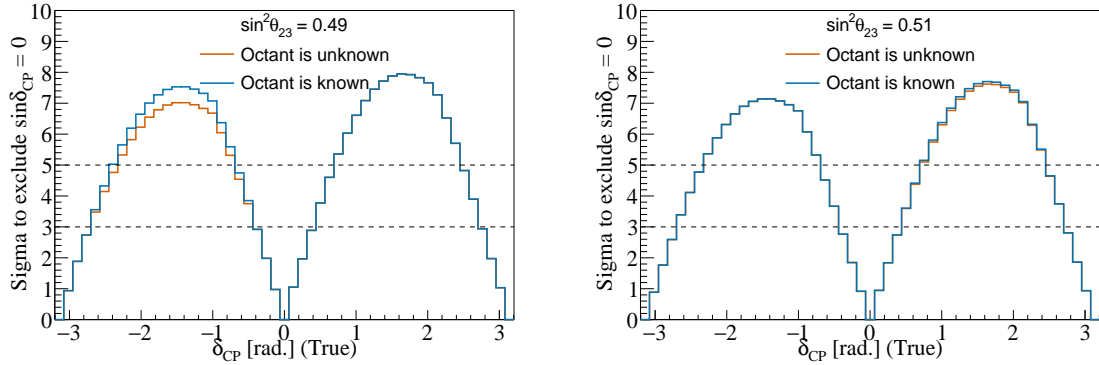
Hình 3.18 chỉ ra độ nhạy của thí nghiệm Hyper-K trong phép đo pha phá vỡ đối xứng δ_{CP} với hai trường hợp: góc bát phân là được biết (đường màu xanh) và góc bát phân là không được biết (đường màu cam) xét tại $\sin^2\theta_{23} = 0.48$, giả sử sự phân bậc khối lượng là thuận. Chúng ta thấy rằng, việc biết chính xác vị trí góc bát phân của θ_{23} (ở đây là góc bát phân ở vùng nhỏ hơn $\pi/4$) làm tăng độ nhạy của phép đo δ_{CP} tại giá trị thật $\delta_{\text{CP}} = -\frac{\pi}{2}$. Khi góc bát phân được cải thiện bởi sự kết hợp các thí nghiệm đường cơ sở dài: Hyper-K và DUNE với thí nghiệm lò phản ứng hạt nhân, độ nhạy của phép đo vi phạm đối xứng CP được cải thiện một cách rõ rệt (hình 3.18 phải). Như vậy độ nhạy góc bát phân θ_{23} ảnh hưởng đến việc cải thiện độ nhạy phép đo pha vi phạm đối xứng CP.



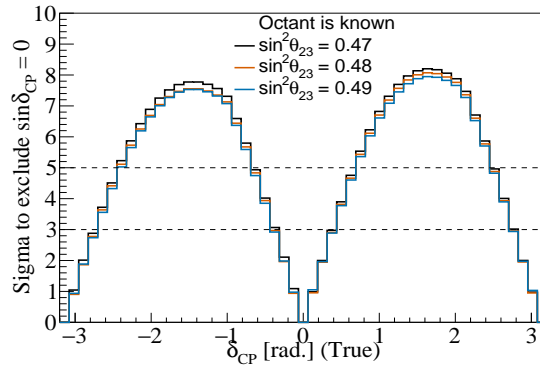
Hình 3.18: Độ nhạy phép đo vi phạm đối xứng CP với thí nghiệm Hyper-K (trái) và sự kết hợp của thí nghiệm Hyper-K với thí nghiệm Reactor và DUNE (phải) xét tại giá trị thật $\sin^2\theta_{23} = 0.48$ và xét cho 2 trường hợp: góc bát phân được biết và không được biết.

Xét hai giá trị thật của $\sin^2\theta_{23}$ nằm trong vùng có góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$ ($\sin^2\theta_{23} = 0.49$) và trong vùng có góc bát phân lớn hơn $\pi/4$ ($\sin^2\theta_{23} =$

0.51), khả năng cải thiện độ nhạy phép đo vi phạm đối xứng CP trong hai trường hợp (góc bát phân được biết và không được biết) được thể hiện rõ ràng hơn cho các giá trị thật của θ_{23} nằm trong vùng có góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$. Với trường hợp góc bát phân là được biết chính xác và các giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ là trong vùng góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$, độ nhạy phép đo δ_{CP} càng tốt khi càng xa cực đại dao động $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$ (hình 3.20)



Hình 3.19: Độ nhạy của phép đo vi phạm đối xứng CP khi giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ nằm trong hai góc bát phân khác nhau. Hình trái cho giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.49$. Hình phải cho giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} = 0.51$.



Hình 3.20: Độ nhạy phép đo vi phạm đối xứng CP tại các giá trị thật khác nhau của $\sin^2 \theta_{23}$ và xét trong trường hợp là góc bát phân được biết nằm trong vùng nhỏ hơn $\pi/4$.

3.2.2. Đại lượng mô tả độ nhạy của phép đo vi phạm đối xứng CP

Đại lượng đặc trưng cho mức ý nghĩa thống kê trong phép đo vi phạm đối xứng CP (SS_{CPV}) được đo bằng tỉ số giữa bất đối xứng CP (\mathcal{R}_{CP}) và

sai số thống kê trong mẫu số liệu xuất hiện của neutrino vị electron: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\sigma_{stat} \sim \sqrt{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}$) với:

$$\mathcal{R}_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}, \quad SS_{CPV} \sim \frac{\mathcal{R}_{CP}}{\sqrt{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)}}. \quad (3.22)$$

Xét dao động neutrino trong chân không, ta có:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = -4 \sum_{j>i} \Im [U_{\mu i}^* U_{ei} U_{\mu j} U_{ej}^*] \sin \Delta_{ji} \quad (3.23)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = -8 \sum_{j>i} \Re [U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \Delta_{ji} \quad (3.24)$$

Với giá trị nhỏ của Δ_{21} , đặt $\epsilon = \frac{\Delta_{21}}{\Delta_{31}} \ll 1$, áp dụng các công thức xấp xỉ sau:

$$\sin \Delta_{21} = \sin(\epsilon \Delta_{31}) \approx \epsilon \Delta_{31} + O(\epsilon^3) \quad (3.25)$$

$$\sin^2 \Delta_{21} = \frac{1}{2} [1 - \cos(2\epsilon \Delta_{31})] = \frac{1}{2} [1 - (1 + O(\epsilon^2))] \approx 0 + O(\epsilon^2) \quad (3.26)$$

$$\sin \Delta_{32} = \sin(\Delta_{31} - \Delta_{21}) \approx \sin \Delta_{31} - \epsilon \Delta_{31} \cos \Delta_{31} + O(\epsilon^2) \quad (3.27)$$

$$\sin^2 \Delta_{32} = \frac{1}{2} [1 - \cos(2\Delta_{31} - 2\epsilon \Delta_{31})] = \sin^2 \Delta_{31} - \epsilon \Delta_{31} \sin 2\Delta_{31} + O(\epsilon^2). \quad (3.28)$$

Khi đó ta viết lại:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx -2\epsilon \Delta_{31} J_{123} \cos \theta_{13} \sin \delta \sin^2 \Delta_{31} \quad (3.29)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 2 \sin^2 \Delta_{31} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} + \epsilon \Delta_{31} \sin 2\Delta_{31} J_{123} \cos \theta_{13} \cos \delta \quad (3.30)$$

Từ đó suy ra:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{CP} &\approx \frac{-2\epsilon \Delta_{31} J_{123} \cos \theta_{13} \sin \delta \sin^2 \Delta_{31}}{2 \sin^2 \Delta_{31} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} + \epsilon \Delta_{31} \sin 2\Delta_{31} J_{123} \cos \theta_{13} \cos \delta} \\ &= \frac{-\epsilon \Delta_{31} J_{123} \cos \theta_{13} \sin \delta \sin \Delta_{31}}{\sin \Delta_{31} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} + 2\epsilon \Delta_{31} \cos \Delta_{31} J_{123} \cos \theta_{13} \cos \delta} \\ &= \frac{-\epsilon \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \sin \delta \sin \Delta_{31}}{\frac{1}{2} \sin \Delta_{31} \sin^2 2\theta_{13} \tan \theta_{23} + \epsilon \Delta_{31} \cos \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \cos \theta_{13} \cos \delta} \\ &= \frac{-\epsilon \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \sin \Delta_{31} \sin \delta}{\sin \Delta_{31} \sin \theta_{13} \tan \theta_{23} + \epsilon \Delta_{31} \cos \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \cos \delta} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Mặt khác, chúng tôi cũng xét sự thay đổi của \mathcal{R}_{CP} theo sự thay đổi của θ_{23} .
 Từ phương trình 3.31, ta đặt:

$$\frac{-1}{\mathcal{R}_{CP}} = \frac{\sin \Delta_{31} \sin \theta_{13} \tan \theta_{23} + \epsilon \Delta_{31} \cos \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \cos \delta}{\epsilon \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \sin \Delta_{31} \sin \delta} = A \tan \theta_{23} + B \quad (3.32)$$

trong đó:

$$A = \frac{\sin \theta_{13}}{\epsilon \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \sin \delta}, \quad B = \frac{1}{\tan \Delta_{31} \tan \delta}. \quad (3.33)$$

Lấy vi phân hai vế phương trình 3.32:

$$\partial \left(\frac{-1}{\mathcal{R}_{CP}} \right) = A \partial(\tan \theta_{23}) \rightarrow \delta \mathcal{R}_{CP} = \frac{A \mathcal{R}_{CP}^2}{\cos^2 \theta_{23}} \delta \theta_{23}. \quad (3.34)$$

Viết lại phương trình 3.31 dưới dạng:

$$\mathcal{R}_{CP} = \frac{C}{D \tan \theta_{23} + E} \quad (3.35)$$

trong đó:

$$C = -\epsilon \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \sin \Delta_{31} \sin \delta, \quad D = \sin \Delta_{31} \sin \theta_{13} \\ E = \epsilon \Delta_{31} \cos \Delta_{31} \sin 2\theta_{12} \cos \delta$$

Kết hợp phương trình 3.34 và 3.35, ta có:

$$\delta \mathcal{R}_{CP} = \frac{2AC^2 \delta \theta_{23}}{D^2 + E^2 + (E^2 - D^2) \cos 2\theta_{23} + 2DE \sin 2\theta_{23}}. \quad (3.36)$$

Áp dụng khai triển Taylor cho $\sin 2\theta_{23}$ và $\cos 2\theta_{23}$ xung quanh giá trị $\frac{\pi}{4}$:

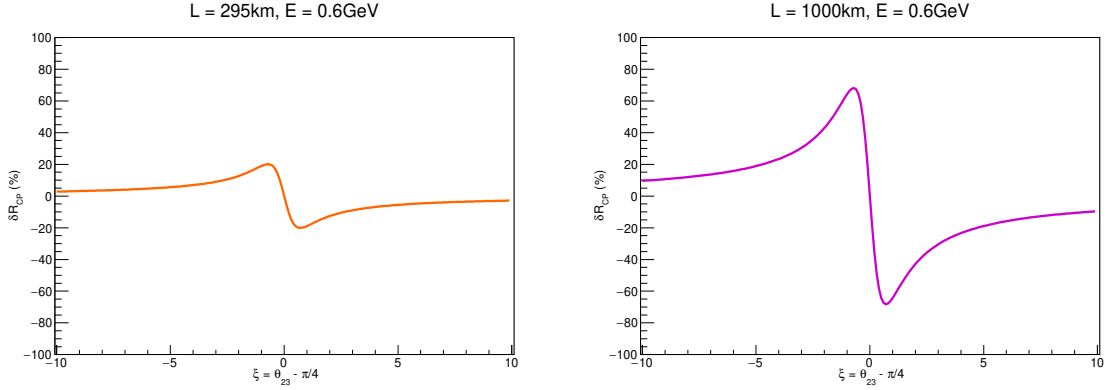
$$\sin 2\theta_{23} = 1 - 2 \left(\theta_{23} - \frac{\pi}{4} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\theta_{23} - \frac{\pi}{4} \right)^4 + \dots, \quad (3.37)$$

$$\cos 2\theta_{23} = -2 \left(\theta_{23} - \frac{\pi}{4} \right) + \frac{4}{3} \left(\theta_{23} - \frac{\pi}{4} \right)^3 + \dots \quad (3.38)$$

Sử dụng phương trình 3.37 và 3.38 đến bậc hai, bỏ qua các số hạng bậc 3 trở lên, ta có:

$$\delta \mathcal{R}_{CP} = \frac{2AC^2 \delta \theta_{23}}{D^2 + E^2 - 2(E^2 - D^2) \left(\theta_{23} - \frac{\pi}{4} \right) + 2DE \left[1 - 2 \left(\theta_{23} - \frac{\pi}{4} \right)^2 \right]} \\ = \frac{2AC^2 \xi}{D^2 + E^2 - 2(E^2 - D^2)\xi + 2DE(1 - 2\xi^2)} \quad (3.39)$$

với $\xi = \delta\theta_{23} = \theta_{23} - \frac{\pi}{4}$ là độ lệch của θ_{23} khỏi vị trí cực đại $\pi/4$. Khi $\xi > 0$, các giá trị θ_{23} trong vùng góc bát phân lớn hơn $\pi/4$ và khi $\xi < 0$ các giá trị θ_{23} trong vùng góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$.



Hình 3.21: Sự biến thiên của \mathcal{R}_{CP} như một hàm của sự biến thiên θ_{23} khảo sát cho $L = 295$ km (hình trái) và $L = 1000$ km (hình phải).

Ta thấy, độ nhạy của phép đo \mathcal{R}_{CP} tại các giá trị thật của θ_{23} nằm ở góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$ thì lớn hơn so với độ nhạy phép đo \mathcal{R}_{CP} tại các vị trí θ_{23} nằm trong góc bát phân lớn hơn $\pi/4$. Đặc biệt với đường cơ sở $L = 1000$ km, hiệu ứng này thể hiện rõ rệt nhất. Đính kèm sai số hệ thống của các mẫu số liệu xuất hiện σ_{stat} , độ nhạy trong phép đo pha vi phạm đối xứng CP khi đó được xác định theo biểu thức sau:

$$SS_{CPV} \sim \frac{\mathcal{R}_{CP}}{\sqrt{P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e)}} = \frac{C}{(D \tan \theta_{23} + E) \cdot 2s_{13}s_{23}c_{13} \sin \Delta_{31}} \quad (3.40)$$

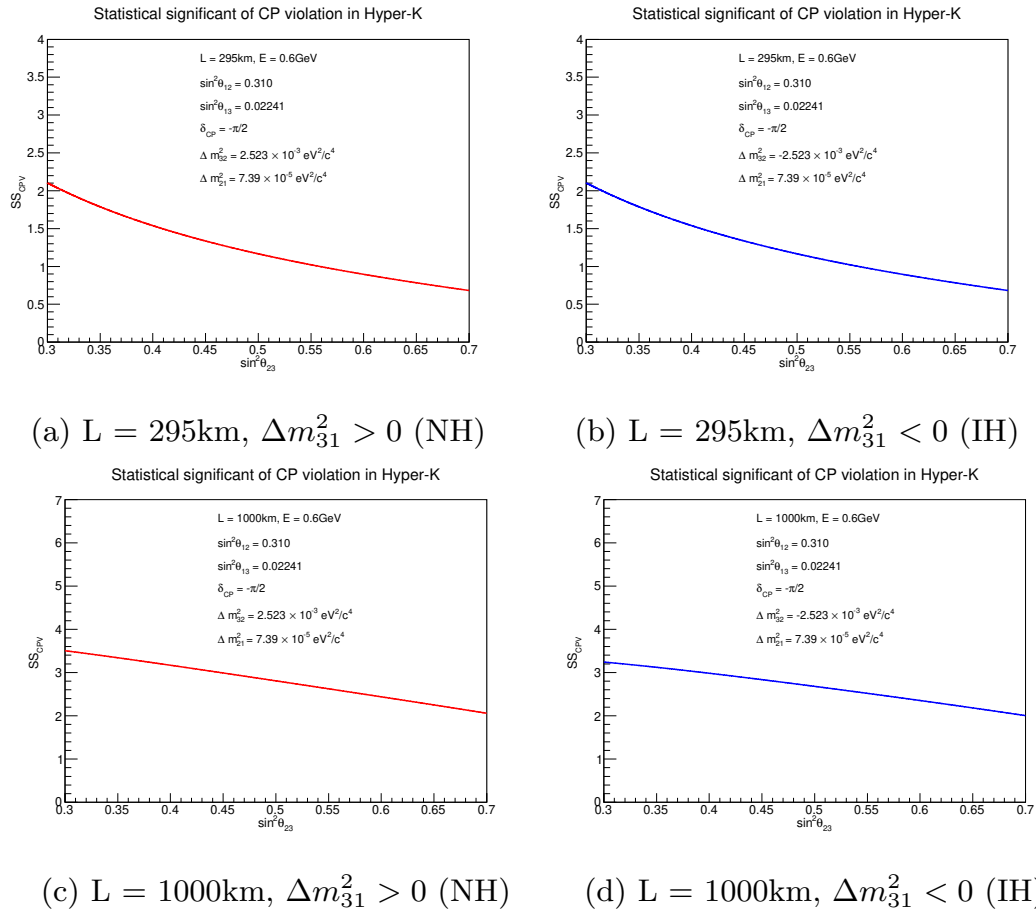
trong đó $\Delta_{31} > 0$ và xác suất xuất hiện ν_e từ ν_{μ} xét cho dao động trong chân không được xác định theo biểu thức xấp xỉ sau:

$$P(\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e) = 4s_{13}^2 s_{23}^2 c_{13}^2 \sin^2 \Delta_{31}. \quad (3.41)$$

Ta thấy, SS_{CPV} tỉ lệ nghịch với $\tan \theta_{23}$ và $\sin^2 \theta_{23}$. Do đó, nếu $\sin^2 \theta_{23}$ nhỏ hơn thì độ nhạy trong phép đo pha vi phạm đối xứng CP tốt hơn. Hay nói cách khác, phép đo pha vi phạm đối xứng CP có độ nhạy cao hơn khi θ_{23} nằm ở vị trí có góc bát phân nhỏ hơn $\pi/4$. Điều này là hoàn toàn phù hợp với kết quả được đưa ra từ mô phỏng GLoBES.

Đồ thị hình 3.22 mô tả mối quan hệ giữa độ nhạy trong phép đo pha vi phạm đối xứng CP và các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23}$ xét cho 2 trường hợp phân bậc khối lượng. Ta thấy độ nhạy của phép đo SS_{CPV} giảm khi $\sin^2 \theta_{23}$ tăng. Tại các giá trị thật $\sin^2 \theta_{23} > 0.5$, giá trị SS_{CPV} nhỏ hơn so với các vị trí có giá trị $\sin^2 \theta_{23} < 0.5$, hay tại các giá trị góc bất phân nhỏ hơn $\pi/4$, phép đo vi phạm đối xứng CP có độ nhạy cao hơn độ nhạy phép đo vi phạm đối xứng CP với các giá trị góc bất phân lớn hơn $\pi/4$. Điều này phù hợp với suy luận được đưa ra từ công thức 3.31. Đặc biệt tại vị trí máy dò có đường cơ sở $L = 1000\text{km}$, độ nhạy của phép đo được cải thiện rõ rệt.

Ngoài ra, chúng tôi dự định sẽ so sánh đại lượng đặc trưng với độ nhạy thực tế mà chúng tôi tính toán từ GLOBES để kiểm chứng sự mô tả thu được từ đại lượng là phù hợp với kết quả thu được từ mô phỏng GLOBES. Công việc này sẽ được tiếp tục thực hiện trong thời gian tới.



Hình 3.22: Khảo sát đại lượng độ nhạy của phép đo vi phạm đối xứng CP (SS_{CPV}) như một hàm của các giá trị thật $\sin^2 \theta_{23}$ trong thí nghiệm Hyper-K.

KẾT LUẬN

Việc giải quyết tính suy biến của góc trộn lepton θ_{23} có vai trò quan trọng trong vật lý neutrino nói chung và phép đo các tham số dao động nói riêng. Nếu θ_{23} được đo chính xác, tính suy biến của các tham số dao động khác được cải thiện và việc đo xác suất sẽ thu được bộ tổ hợp các tham số dao động có độ chính xác cao. Hơn thế nữa nếu θ_{23} thực sự bằng $\pi/4$ thì đây là một dấu hiệu quan trọng để chỉ ra một số tính chất đối xứng chưa được biết của thế hệ lepton thứ 2 và thế hệ lepton thứ 3. Với việc nghiên cứu góc trộn θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K chúng tôi thu được các kết quả sau:

- Xây dựng được mô hình mô phỏng thí nghiệm Hyper-K sử dụng chương trình GLoBES và đạt được sự mô phỏng thí nghiệm tương đối hoàn chỉnh với dữ liệu mô phỏng MC chuẩn của thí nghiệm Hyper-K.
- Chúng tôi đã tìm ra được các phương pháp cải thiện vấn đề góc bát phân của θ_{23} từ sự phụ thuộc của các mẫu dữ liệu vào các tham số dao động. Các kết quả cho thấy rằng, sự suy biến tham số dao động $\theta_{13} - \delta_{CP}$ ảnh hưởng đến khả năng đo đạc chính xác θ_{23} và cách cải thiện góc bát phân θ_{23} phụ thuộc vào cách ta xử lý các mối quan hệ suy biến của tham số dao động trong các mẫu số liệu xuất hiện. Bằng việc ràng buộc θ_{13} từ thí nghiệm Lò phản ứng hạt nhân đồng thời sử dụng nguồn có độ nhạy cao đối với $\theta_{13} - \delta_{CP}$ trong thí nghiệm DUNE, góc bát phân của thí nghiệm Hyper-K được cải thiện hiệu quả hơn 33% so với việc chỉ sử dụng thí nghiệm Hyper-K. Đồng thời việc giảm các sai số thống kê từ tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu cũng góp phần cải thiện độ nhạy của góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K, chủ yếu đến từ các sai

số thống kê của các mẫu số liệu xuất hiện. Chúng tôi cũng tìm ra đại lượng vật lý mô tả độ nhạy của góc bất phân θ_{23} ($OR_{\theta_{23}}$) trong thí nghiệm và khảo sát nó với dữ liệu thực của thí nghiệm T2K.

- Bên cạnh đó, chúng tôi kiểm tra ảnh hưởng của độ nhạy góc bất phân đến phép đo pha phá vỡ đối xứng δ_{CP} trong thí nghiệm Hyper-K. Các kết quả chỉ ra rằng, khi vị trí góc bất phân θ_{23} được biết chính xác có thể cải thiện độ nhạy cho khả năng loại các giá trị bảo toàn CP. Hơn thế nữa, phép đo vi phạm đối xứng CP có độ nhạy cao hơn cho các giá trị thật được biết của $\sin^2 \theta_{23} < 0.5$ so với các giá trị thật của $\sin^2 \theta_{23} > 0.5$. Đại lượng mô tả mối quan hệ của độ nhạy góc bất phân θ_{23} đến phép đo δ_{CP} phụ thuộc vào tỉ số của bất đối xứng CP và các sai số hệ thống trong các mẫu ν_e (SS_{CPV}).

Với các kết quả này, chúng tôi hy vọng với lượng dữ liệu lớn từ các thí nghiệm Hyper-K và các thí nghiệm khác trong tương lai như DUNE sẽ mang lại khả năng đo chính xác θ_{23} và giải quyết vấn đề góc bất phân của nó. Đồng thời tìm ra dấu hiệu vi phạm đối xứng CP với độ chính xác cao nhất.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Super-Kamiokande Collaboration, 1998, Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters, *Phys. Rev. Lett.*, 81, pp. 1562-1567.
- [2] P.F.de Salas, D.V. Forero, S.Gariazzo, P.Martínez-Miravé, O.Mena, C.A.Ternes, M.Tórtola, J.W.F.Valle, 2021, 2020 Global reassessment of the neutrino oscillation picture, *J. High Energ. Phys.*, 71, arXiv:2006.11237 [hep-ph].
- [3] Abe, K. and others, 2020, Constraint on the matter-antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations, *Nature (London)*, 580(7803), pp. 339-344.
- [4] K.Abe et.al.(Hyper-Kamiokande collaboration), 2018, Hyper-Kamiokande Design Report, *arXiv:1805.04163v2 [physics.ins-det]*
- [5] Ahmad, Q.Retal and others(SNO Collaboration), 2001, Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 071301.
- [6] Ahmad, Q.Retal and others(SNO Collaboration), 2002, Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, *Phys. Rev. Lett.*, 89(1), 011301.
- [7] S.L.Glashow, 1980, The Future of Elementary Particle Physics, *Phys. Rev. Lett. B*, 61, 687, pp. 687-713.

- [8] R.N.Mohapatra and G.Senjanovi´c, 1980 Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation, *Phys. Rev. Lett.*, 44, 912.
- [9] Rabindra N.Mohapatra and Goran Senjanović, 1981, Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation, *Phys. Rev. D.*, 23, 165.
- [10] J.Schechter and J.W.F.Valle, 1980, Neutrino masses in $SU(2) \otimes U(1)$ theories, *Phys. Rev. D.*, 22, 2227.
- [11] J.Schechter and J.W.F.Valle, 1982, Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number, *Phys. Rev. D.*, 25, 774.
- [12] A.Y.Smirnov and M.Tanimoto, 1997, Is Zee model the model of neutrino masses?, *Phys. Rev. D.*, 66, 1665.
- [13] C.Jarlskog, M.Matsuda, S.Skadhaug and M.Tanimoto, 1999, Zee mass matrix and bimaximal neutrino mixing, *Phys. Lett. B*, 449, 240.
- [14] Y.Koide, 2001, Can the Zee model explain the observed neutrino data?, *Phys. Rev. D*, 64, 077301.
- [15] E.Ma, 2001, Neutrino, lepton, and quark masses in supersymmetry, *Phys. Rev. D*, 64, 097302.
- [16] E.Ma, 2006, Supersymmetric Model of Radiative Seesaw Majorana Neutrino Masses, *Annales Fond. Broglie*, 31, 285.
- [17] M.Singer, J.W.F.Valle, and J.Schechter, 1980, Canonical neutral current predictions from the weak electromagnetic gauge group $SU(3) \times U(1)$, *Phys. Rev. D*, 22, 738.
- [18] F.Pisano and V.Pleitez, 1992, $SU(3) \otimes U(1)$ model for electroweak interactions, *Phys. Rev. D*, 46, 410.
- [19] P.H.Frampton, 1992, Chiral dilepton model and the flavor question, *Phys. Rev. Lett*, 69, 2889.

- [20] R.Foot, O.F.Hernandez, P.Pisano and V.Pleitez, 1993, Lepton masses in an $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ gauge model, *Phys. Rev. D*, 47, 4158.
- [21] J.C.Montero, F.Pisano, and V.Pleitez, 1993, Neutral currents and Glashow-Iliopoulos-Maiani mechanism in $SU(3)_L \times U(1)_N$ models for electroweak interactions, *Phys. Rev. D*, 47, 2918.
- [22] H. N. Long, 1996, $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ model for right-handed neutrino neutral currents, *Phys. Rev. D* 54, 4691.
- [23] J.C.Pati and A.Salam, 1974, Lepton number as the fourth color, *Phys. Rev. D*, 10, 275.
- [24] R.N.Mohapatra and J.C.Pati, 1975, Gauge symmetry and an isoconjugate model of CP violation, *Phys. Rev. D*, 11, 566.
- [25] Maki, Ziro and Nakagawa, Masami and Sakata, Shoichi, 1962, Remarks on the unified model of elementary particles, *Prog. Theor. Phys.*, 28(5), pp. 870-880.
- [26] Pontecorvo, Bruno, 1968, Neutrino experiments and the problem of conservation of leptonic charge, *Sov. Phys. JETP*, 26, pp. 984-988.
- [27] T.V.Ngoc, C.V.Son and N.T.H.Van, 2018, Combined Sensitivity of T2K-II and NO ν A Experiments to CP Violation in Lepton Sector, *Communications in Physics*, 28(4), pp.337-349.
- [28] Monojit Ghosh, Pomita Ghoshal, Srubabati Goswami, Newton Nath, and Sushant K. Raut, 2016, New look at the degeneracies in the neutrino oscillation parameters, and their resolution by T2K, NO ν A and ICAL, *Phys. Rev. D*, 93, 013013.
- [29] K.Eguchi et.al. (KamLAND Collaboration), 2003, First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance, *Phys.Rev.Lett.*, 90, 021802.

- [30] Araki, T. et.al (KamLAND Collaboration), 2005, Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion, *Phys.Rev.Lett.*, 94, 081801.
- [31] Z.Djurcic, Zelimir et.al (JUNO Collaboration), 2015, JUNO Conceptual Design Report, arXiv:1508.07166 [physics.ins-det].
- [32] Abe, Y. and others (Double Chooz Collaboration), 2012, Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 131801.
- [33] An, F. P. and others, 2012, Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 171803.
- [34] Ahn, J.K. and others (RENO Collaboration), 2012, Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 191802.
- [35] S. Cao, A.Nath, T.V.Ngoc, Ng.K.Francis, N.T.Hong Van, and P.T.Quyen, 2021, Physics potential of the combined sensitivity of T2K-II, NO ν A extension, and JUNO, *Phys. Rev. D*, 103, 112010.
- [36] Abe, K. and others, 2021, T2K measurements of muon neutrino and antineutrino disappearance using 3.13×10^{21} protons on target, *Phys. Rev. D*, 103, 011101.
- [37] Ayres, D.S. and others (NO ν A Collaboration), 2007, The NO ν A Technical Design Report, DOI: 10.2172/935497.
- [38] Acero, M.A. and others (NO ν A Collaboration), 2018, New constraints on oscillation parameters from ν_e appearance and ν_μ disappearance in the NO ν A experiment, *Phys.Rev.D*, 98, 032012 , DOI: 10.2172/935497.
- [39] Acero, M.A. and others (NO ν A Collaboration), 2019, First Measurement of Neutrino Oscillation Parameters using Neutrinos and Antineutrinos by NO ν A, *Phys. Rev. Lett.*, 123, 151803.

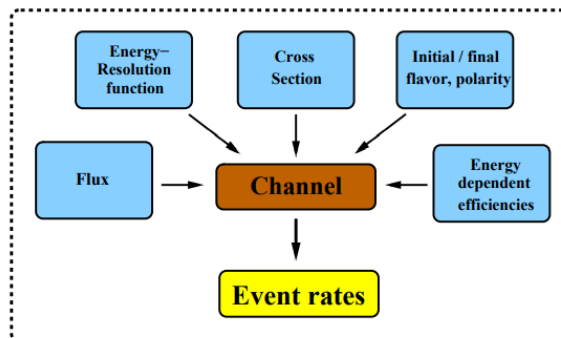
- [40] T.Alion et.al. (DUNE collaboration), 2016, Experiment Simulation Configurations Used in DUNE CDR, *arXiv:1606.09550 [physics.ins-det]*.
- [41] Esteban, Ivan and Gonzalez-Garcia, M.C. and Hernandez-Cabezudo, Alvaro and Maltoni, Michele, and Schwetz, Thomas, 2019, Global analysis of three-flavour neutrino oscillations: synergies and tensions in the determination of θ_{23} , δ_{CP} , and the mass ordering, *J. High Energy Phys.*, 01, 106.
- [42] A.Ferrero and T2K Collaboration, 2009, The ND280 Near Detector of the T2K Experiment, *AIP Conference Proceedings* 1189, 77.
- [43] P. Huber et.al., 2007, GLOBES General Long Baseline Experiment Simulator, *Comput. Phys. Commun.*, **177** 432.
- [44] P.Huber, M.Lindner, W.Winter, 2005, Simulation of long-baseline neutrino oscillation experiments with GLOBES, *Comput. Phys. Commun.*, 167, 195.
- [45] Huber, Patrick and Kopp, Joachim and Lindner, Manfred and Rolinec, Mark, and Winter, Walter, 2007, New features in the simulation of neutrino oscillation experiments with GLOBES, *Comput. Phys. Commun.*, 177(5), pp. 432-438.
- [46] Messier, Mark D., 1999, *Evidence for neutrino mass from observations of atmospheric neutrinos with Super-Kamiokande*, Boston University, UMI-99-23965.
- [47] Paschos, E.A. and Yu, J. Y., 2002, Neutrino interactions in oscillation experiments, *Physical Review D* 65, 033002.
- [48] Dziewonski, Adam M and Anderson, Don L, 1981, Preliminary reference Earth model (PREM), *Phys. Earth Planet. Interiors*, 25(4), pp.297-356.
- [49] Claudio Giganti, Stéphane Lavignac, Marco Zito, 2017, Neutrino oscillations: the rise of the PMNS paradigm, *arXiv:1710.00715 [hep-ex]*.

- [50] K.Abe et.al., 2021, Improved constraints on neutrino mixing from the T2K experiment with 3.13×10^{21} protons on target, *Phys. Rev. D*, 103, 112008, arXiv:2101.03779v3 [hep-ex].

PHỤ LỤC

A. CHI TIẾT CÂU LỆNH CHO MÔ TẢ TẬP AEDL CHO THÍ NGHIỆM HYPER-K

Mục đích của tập AEDL là mô tả một số lượng lớn các thiết lập cho một thí nghiệm phức tạp hoặc các thí nghiệm khác nhau bằng một số giới hạn các tham số trong một cấu trúc dữ liệu. AEDL là nơi các thí nghiệm được mô tả chi tiết nhất, được đặt tên theo cấu trúc “*Ten_file.glb*”. Kết cấu cho một tập AEDL bao gồm tập hợp các thông tin của thí nghiệm để xác định các kênh “*channel*” và thiết lập nên các quy tắc “*rule*” để xác định đâu là tín hiệu gốc, tín hiệu nhiễu và sai số thống kê tương ứng. Các thành phần để xác định một kênh được mô tả trên hình 3.26.



Hình 3.23: Kết cấu một kênh [43].

Các thông tin để xác định một kênh được mô tả như sau:

- Thông lượng neutrino “*Flux*” từ nguồn được cung cấp cho tập AEDL theo cấu trúc như hình 3.24.

```

/* ##### Beam flux ##### */
nuflux(#JHFplus)<
    @flux_file="JHFplus.dat"
    @time = 2.5      /* years */
    @power = 1.30   /* MW (proton intensity) */
    @norm = 39.0104
>
nuflux(#JHFminus)<
    @flux_file="JHFminus.dat"
    @time = 7.5     /* years */
    @power = 1.30   /* MW (proton intensity) */
    @norm = 39.0104
>

```

Hình 3.24: Câu lệnh mô tả thông tin thông lượng của thí nghiệm Hyper-K.

Trong đó, thông lượng được tải từ tệp dữ liệu ngoài có tên “JHFplus.dat” cho ν -mode và “JHFminus.dat” cho $\bar{\nu}$ -mode, @time là thời gian chạy thí nghiệm, @power là công suất chùm proton. Biến số @norm xác định theo công thức 3.42:

$$@norm = \frac{1}{5.2} \left(\frac{\text{GeV}}{\Delta E} \right) \left(\frac{\text{cm}^2}{A} \right) \left(\frac{L}{\text{km}} \right)^2 \left(\frac{\tau}{m_u} \right) \times 10^{-38} \times \left(\frac{\mathcal{L}_u}{\mathcal{L}} \right). \quad (3.42)$$

Giả sử rằng trong tệp thông lượng, dữ liệu được cung cấp dưới dạng số neutrino trên một đơn vị diện tích A , ΔE là bề rộng năng lượng của mỗi bin (khoảng chia giá trị của biểu đồ năng lượng) ở khoảng cách L từ nguồn, τ là số proton trong nước, khối lượng bia m_u (kton). $\frac{\mathcal{L}_u}{\mathcal{L}}$ là tham số dùng để làm phù hợp với tất cả các đơn vị của các tham số trong công thức trên.

- Tương tự, dữ liệu tiết diện tán xạ “*Cross section*” cũng được cung cấp bởi người sử dụng với cấu trúc như trong hình 3.25.

```

/* ##### Cross sections ##### */
cross(#CC)<
    @cross_file = "XCC.dat"
>
cross(#CCnonQE)<
    @cross_file = "XCCnonQE.dat"
>
cross(#NC)<
    @cross_file = "XNC.dat"
>
cross(#QE)<
    @cross_file = "XQE.dat"
>

```

Hình 3.25: Câu lệnh mô tả thông tin tiết diện tán xạ của thí nghiệm Hyper-K.

- Hàm xác định độ phân giải năng lượng được xác định bởi ba tham số α, β, γ trong đó mối quan hệ giữa các tham số được thể hiện như sau:

$$\sigma(E) = \alpha.E + \beta.\sqrt{E} + \gamma \quad (3.43)$$

Độ phân giải năng lượng có thể được cung cấp riêng biệt cho các loại tương tác khác nhau. Cấu trúc câu lệnh cho việc cung cấp độ phân giải năng lượng trong tệp AEDL tương ứng với việc cung cấp các thông số thiết lập cho α, β, γ theo cấu trúc như hình 3.26. Các thông số này có thể được điều chỉnh để có được sự phù hợp cho sự mô phỏng thí nghiệm. Thí nghiệm Hyper-K sử dụng 3 hàm phân giải năng lượng cho 3 loại tương tác: CCQE, CCnonQE và NC được xác định như sau:

```

/* ##### Energy resolution ##### */
energy(#ERES) <
  @type = 1
  @sigma_e = {0.0,0.03,0.085}
>
energy(#ERESNONQE) <
  @type = 1
  @sigma_e = {0.0,0.03,0.085}
>
energy(#ERESNC) <
  @type = 1
  @sigma_e = {0.0,0.03,0.085}
>

```

Hình 3.26: Các hàm phân giải năng lượng cho thí nghiệm Hyper-K.

- Khi đó cấu trúc xác định các kênh trong thí nghiệm được xác định như hình 3.27:

```

/* ##### Channels ##### */
channel(#nu_mu_disappearance_CC) <
@channel = #JHFplus: +: m: m: #CC: #ERES
>

```

Flux file CP sign Initial flavor Final flavor Cross section Energy resolution

Hình 3.27: Cấu trúc xác định một kênh tương tác.

Trong đó các thành phần của kênh được viết theo thứ tự: thông lượng neutrino (phản neutrino), dấu để xác định neutrino (phản neutrino) ở trạng thái đầu với (+) cho neutrino và (-) cho phản neutrino, loại neutrino trạng thái đầu, neutrino trạng thái cuối, tiết diện tán xạ và hàm phân giải năng lượng.

Mỗi một thí nghiệm được xác định bởi tập hợp các kênh khác nhau và được kết hợp để tạo thành các thành phần của tín hiệu gốc “*signal*”, tín hiệu nhiễu “*background*” và xác định một quy tắc “*rule*” của thí nghiệm. Định dạng của mỗi quy tắc có hai phần: phần đầu mô tả các sự kiện được xem là tín hiệu gốc, tín hiệu nhiễu và phần thứ hai chỉ rõ những sai số hệ thống tương ứng cho tín hiệu gốc “*@signalerror*” và tín hiệu nhiễu “*@backgrounderror*”. Các thành phần *@signalerror* và *@backgrounderror* xác định các sai số hệ thống tương ứng với tín hiệu gốc (*@signal*) và tín hiệu nhiễu (*@background*). Mỗi *@signalerror(@backgrounderror)* chứa hai phần tử bao gồm hệ số chuẩn hóa cho sai số hệ thống của tín hiệu gốc (tín hiệu nhiễu) (ví dụ trên hình 3.28 là 5% cho tín hiệu gốc và 10% cho tín hiệu nhiễu) và hệ số hiệu chuẩn năng lượng cho sai số hệ thống của tín hiệu gốc (tín hiệu nhiễu) (trên hình 3.28 là 2.5% cho tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu). Các sai số này luôn đi cặp với nhau.

Thí nghiệm Hyper-K sử dụng cả 4 mẫu dao động thiết lập nên 4 quy tắc: $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (hình 3.28), $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (hình 3.29), $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ (hình 3.30) và $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ (hình 3.31). Trong đó, các hệ số gắn với các kênh trong các thành phần của tín hiệu gốc và tín hiệu nhiễu là hiệu suất/hệ số chuẩn hóa tổng thể được xác định bởi các thuộc tính của bộ dò.

```

/* ##### Setting rules #####*/
rule(#NU_E_Appearance_QE)<
  @signal = 0.616029553@#nu_e_appearance_QE :0.4581477651@#nu_e_bar_appearance_QE
  @signalerror = 0.05 : 0.025

  @background = 0.0007607394@#nu_mu_disappearance_CC : 0.0@#nu_mu_bar_disappearance_CC
                : 0.2356418284@#nu_e_beam : 0.121187226@#nu_e_bar_beam : 0.00316363@#NC_bckg
  @backgrounderror = 0.1 : 0.025

  @sys_on_function = "chiSpectrumTilt"
  @sys_off_function = "chiNoSysSpectrum"
  @energy_window = 0.10 : 1.3
>

```

Hình 3.28: Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

```

rule(#NU_E_BAR_Appearance_QE)<
  @signal = 0.6857687477@#ANTI_nu_e_bar_appearance_QE : 0.4358699668@#ANTI_nu_e_appearance_QE
  @signalerror = 0.05 : 0.025

  @background = 0.0002282218@#ANTI_nu_mu_disappearance_CC
                : 0.0001521479@#ANTI_nu_mu_bar_disappearance_CC
                : 0.1298434565@#ANTI_nu_e_beam : 0.2962354415@#ANTI_nu_e_bar_beam
                : 0.00453422@#NC_bar_bckg : 0.00453422@#NC_bar_bckg_ws
  @backgrounderror = 0.1 : 0.025

  @sys_on_function = "chiSpectrumTilt"
  @sys_off_function = "chiNoSysSpectrum"
  @energy_window = 0.10 : 1.3
>

```

Hình 3.29: Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

```

rule(#NU_MU_Disapperance_QE)<
  @signal = 0.696898218602@#nu_mu_disappearance_QE
                : 0.156923724061@#nu_mu_disappearance_nonQE
                : 0.732126040641@#nu_mu_bar_disappearance_QE
                : 0.405575808562@#nu_mu_bar_disappearance_nonQE
  @signalerror = 0.05 : 0.025

  @background = 0.004231656@#nu_e_beam : 0.000597602634@#nu_e_bar_beam
                : 0.0113324@#NC_bckg_dis : 0.010154@#nu_e_appearance_CC
  @backgrounderror = 0.1 : 0.025

  @sys_on_function = "chiSpectrumTilt"
  @sys_off_function = "chiNoSysSpectrum"
  @energy_window = 0.20 : 5.05
>

```

Hình 3.30: Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$.

```

rule(#NU_MU_BAR_Disappearance_QE)<
  @signal = 0.730594396204@#ANTI_nu_mu_bar_disappearance_QE
           :0.673923552054@#ANTI_nu_mu_disappearance_QE
           : 0.15237521032@#ANTI_nu_mu_disappearance_nonQE
           : 0.415430921668@#ANTI_nu_mu_bar_disappearance_nonQE
  @signalerror = 0.05 : 0.025

  @background = 0.000852172683@#ANTI_nu_e_beam : 0.003011241951@#ANTI_nu_e_bar_beam
                : 0.0139497@#NC_bar_bckg_dis : 0.0139497@#NC_bar_bckg_ws_dis
                : 0.0046@#ANTI_nu_e_appearance_CC
  @backgrounderror = 0.1 : 0.025

  @sys_on_function = "chiSpectrumTilt"
  @sys_off_function = "chiNoSysSpectrum"
  @energy_window = 0.20 : 5.05
>

```

Hình 3.31: Quy tắc xác định cho mẫu dao động $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$.

Bên cạnh đó, việc xử lý và điều khiển các sai số hệ thống có thể được chỉ định trong *@sys_on_function* (cho phép bật, sử dụng các hệ thống sai số khi xử lý dữ liệu) và *@sys_off_function* (khi tắt, không xét đến các hệ thống sai số trong xử lý dữ liệu). Các chi tiết có thể tham khảo tại [43].

```

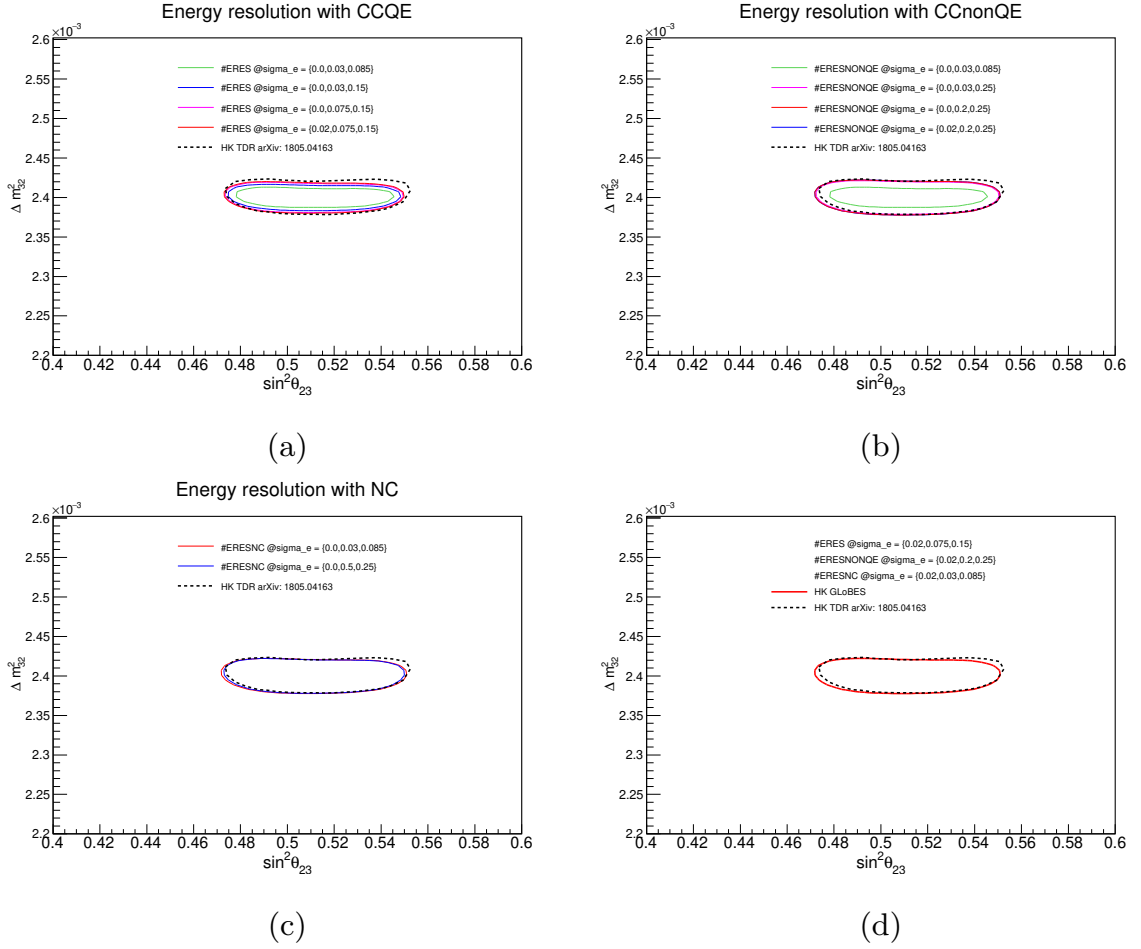
/*##### Detector settings #####*/
$target_mass = 187. /* kt (fiducial mass)*/
/*##### Energy window #####*/
$bins = 99
$emin = 0.1 /* GeV */
$emax = 5.05 /* GeV */
/*##### Baseline setting #####*/
$profiletype = 1
$baseline = 295.0 /* km */
/*##### Technical information #####*/
$filter_state = 0
$filter_value = 1000000

```

Hình 3.32: Các tham số khác cần thiết lập cho bộ dò thí nghiệm Hyper-K.

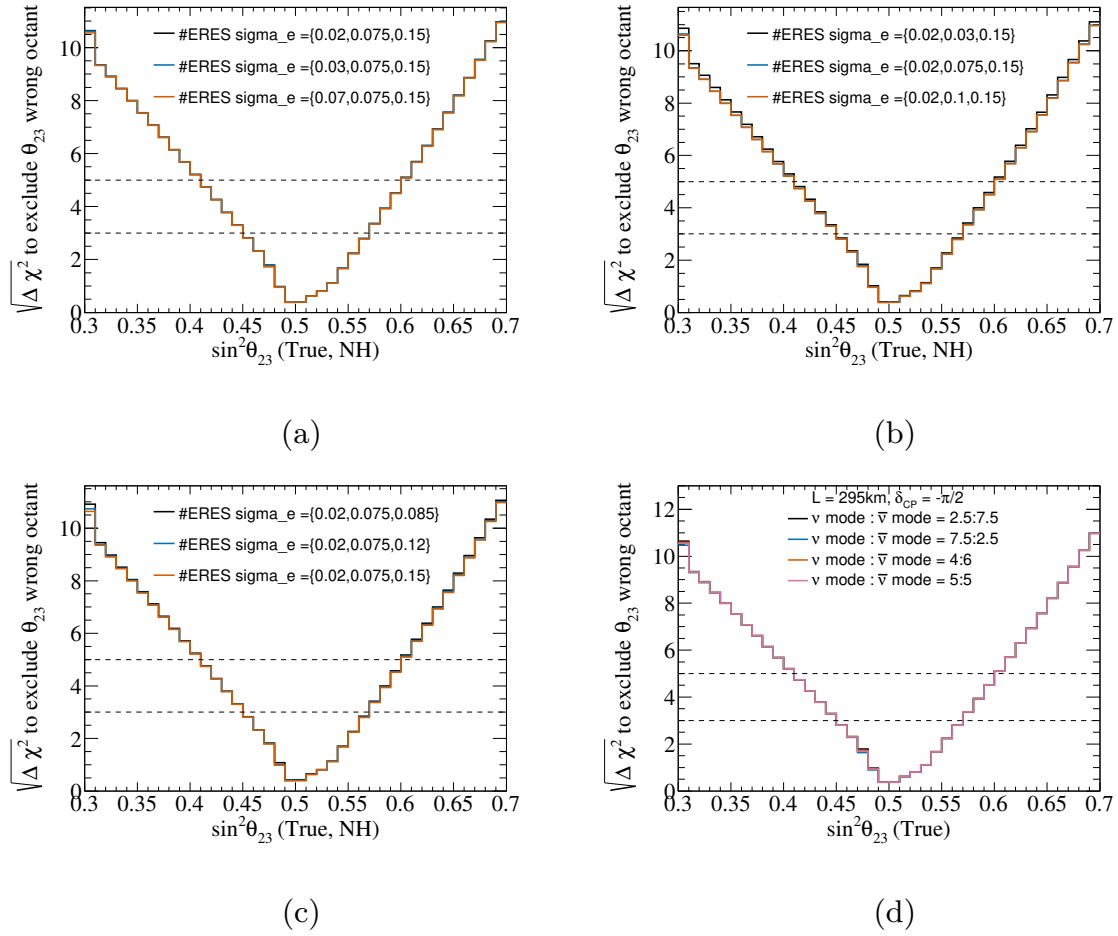
- Ngoài ra, tệp AEDL cũng cung cấp thông tin cài đặt cho bộ dò của thí nghiệm bao gồm khối lượng bia (*@target_mass*), số khoảng chia cửa sổ năng lượng (*\$bins*, *\$emin*, *\$emax*), các thiết lập cho đường cơ sở (loại cấu hình, độ dài đường cơ sở), các thông tin kỹ thuật (trạng thái bộ lọc, giá trị bộ lọc,...). Cấu trúc câu lệnh mô tả cho thông tin dữ liệu được thể hiện trong hình 3.32.

B. HIỆU CHỈNH CÁC HÀM PHÂN GIẢI NĂNG LƯỢNG CHO MÔ PHỎNG THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE



Hình 3.33: Hình (a), (b), (c) theo thứ tự khảo sát ảnh hưởng hàm phân giải năng lượng của CCQE, CCnonQE và NC đến độ nhạy phép đo $\sin^2 \theta_{23} - \Delta m_{32}^2$ tại 90% C.L. Hình (d) sử dụng các hàm phân giải năng lượng cho kết quả phù hợp nhất với mô phỏng MC của Hyper-K.

C. KHẢO SÁT ẢNH HƯỞNG CỦA CÁC YẾU TỐ KHÁC ĐẾN ĐỘ NHẠY GÓC BÁT PHÂN θ_{23} TRONG THÍ NGHIỆM HYPER-KAMIOKANDE



Hình 3.34: Hình (a), (b), (c) khảo sát ảnh hưởng các thành phần của hàm phân giải năng lượng của tương tác CCQE (tương tác đóng góp nhiều nhất đến tỉ lệ sự kiện thu được) đến độ nhạy góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K. Hình (d) khảo sát ảnh hưởng của tỉ số thời gian chạy máy giữa ν -mode và $\bar{\nu}$ -mode đến độ nhạy góc bát phân θ_{23} trong thí nghiệm Hyper-K xét cho tổng thời gian chạy máy là 10 năm.

